Обзоры актуальных проблем нелинейной динамики



УДК 621.385 https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-6-575-632

Двумерная распределенная обратная связь как метод генерации мощного когерентного излучения от пространственно-развитых релятивистских электронных пучков

Н. С. Гинзбург[1,2], *Н. Ю. Песков*[1,2], *А. С. Сергеев*[1], *В. Ю. Заславский*[1], *А. В. Аржанников*[2], *С. Л. Синицкий*[2]

[1]Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
[2]Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090 Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьева, 11
E-mail: ginzburg@ipfran.ru, peskov@ipfran.ru, sergeev@ipfran.ru,
zas-vladislav@ipfran.ru, arzhan1@ngs.ru, sinitsky@inp.nsk.ru
Автор для переписки Николай Юрьевич Песков, peskov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 29.07.2020, принята к публикации 13.10.2020, опубликована 30.11.2020

Целью представленных в обзоре исследований является анализ нового механизма обратной связи – двумерной распределенной обратной связи, включая возможность использования указанного механизма для генерации мощного пространственно-когерентного излучения. Двумерная распределенная обратная связь реализуется с помощью двумерных брэгговских структур, представляющих собой планарные или коаксиальные волноводы с двумерно-периодической гофрировкой боковых стенок, которые можно рассматривать как аналог двумерных фотонных кристаллов. **Методы.** Теоретический анализ двумерных брэгговских структур и мощных релятивистких мазеров на их основе проведен в рамках метода связанных волн с использованием геометро-оптического и квазиоптического приближений. Высокая селективность двумерных брэгговских структур подтверждена трехмерным моделированием и «холодными» электродинамическими тестами. **Результаты.** Моделирование динамики генераторов с двумерной распределенной обратной связью показывает, что возникающие в двумерных брэгговских структурах поперечные (по отношению к движению электронов) потоки электромагнитной энергии приводят к синхронизации излучения различных частей широких электронных потоков и установлению устойчивого режима одномодовой генерации при поперечных размерах систем, достигающих $10^2 \ldots 10^3$ длин волн. Работоспособность нового механизма обратной связи продемонстрирована экспериментально в мазерах на свободных электронах планарной и коаксиальной геометрии, реализованных в 4-мм и 8-мм диапазонах, где при сверхразмерности пространства взаимодействия до 50 длин волн получен устойчивый режим узкополосной генерации с рекордным уровнем выходной мощности до 100 МВт. **Заключение.** Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что двумерная распределенная обратная связь является эффективным методом получения когерентного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов с уровнем мощности порядка $10^8 \ldots 10^{10}$ Вт от релятивистских электронных пучков ленточной и трубчатой конфигурации, формируемых существующими сильноточными ускорителями. С практической точки зрения не менее привлекательно использование двумерной распределенной обратной связи для синхронизации излучения лазерных активных сред, в частности, полупроводниковых гетероструктур.

Ключевые слова: лазеры и мазеры на свободных электронах, мощное когерентное микроволновое излучение, двумерная распределенная обратная связь, одномодовая и многомодовая генерация.

Образец цитирования: Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Заславский В.Ю., Аржанников А.В., Синицкий С.Л. Двумерная распределенная обратная связь как метод генерации мощного когерентного излучения от пространственно-развитых релятивистских электронных пучков // Известия вузов. ПНД. 2020. Т. 28, № 6. С. 575–632. https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-6-575-632

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Финансовая поддержка. Обзор создан в рамках программы РФФИ «экспансия» (грант № 19-18-50315). Работы проводились в рамках гос. задания ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН, а также при частичной поддержке РФФИ, гранты № 19-08-00550 (в части разработки мощных планарных мазеров с двумерной РОС) и № 18-02-40009 (в части разработки пространственно-развитых генераторов коаксиальной и цилиндрической геометрии).

© *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Заславский В.Ю., Аржанников А.В., Синицкий С.Л., 2020*

https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-6-575-632

Two-dimensional distributed feedback as a method for generation of powerful coherent radiation from spatially-extended relativistic electron beams

N. S. Ginzburg[1,2], *N. Yu. Peskov*[1,2], *A. S. Sergeev*[1], *V. Yu. Zaslavsky*[1], *A. V. Arzhannikov*[2], *S. L. Sinitsky*[2]

[1]Federal Research Center Institute of Applied Physics of RAS
46, Ul'yanov St., Nizhny Novgorod 603950, Russia
[2]Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch of RAS
11, Acad. Lavrentieva Pr., Novosibirsk 630090, Russia
E-mail: ginzburg@ipfran.ru, peskov@ipfran.ru, sergeev@ipfran.ru, zas-vladislav@ipfran.ru, arzhan1@ngs.ru, sinitsky@inp.nsk.ru
Correspondence should be addressed to Nikolay Yu. Peskov, peskov@ipfran.ru
Received 29.07.2020, accepted 13.10.2020, published 30.11.2020

The **purpose** of the research presented in the review is to analyze a new feedback mechanism – two-dimensional (2D) distributed feedback, and to study the possibility of using this mechanism for generation of powerful spatially-coherent radiation. Such 2D distributed feedback is implemented by applying 2D Bragg structures, which represent sections of planar or coaxial waveguides with the 2D-periodical corrugation and can be considered as an analog of the 2D photonic crystals. **Methods.** Theoretical analysis of 2D Bragg structures and powerful relativistic masers based on them was carried out in the framework of the coupled-waves method using geometrical and quasi-optical approximations. High selectivity of 2D Bragg structures was confirmed by the simulations and «cold» electrodynamic tests. **Results.** Simulations of the dynamics of oscillators with 2D distributed feedback shows that the transverse (relative to the electron beam propagation) wave-fluxes that occur in 2D Bragg structures lead to synchronization of the radiation of different parts of wide electron beams and establishment of a stable single-mode generation at the transverse sizes of the systems of up to $\sim 10^2 \ldots 10^3$ wavelengths. Operability of novel feedback mechanism has been demonstrated experimentally in planar and coaxial Free-Electron Masers realized in the 4-mm and 8-mm wavelength bands, where a stable narrow-band generation with a record output power of up to 100 MW level is achieved at the transverse sizes of the system of about 50 wavelengths. **Conclusion.** Theoretical and experimental studies have shown that the 2D distributed feedback is an effective method for obtaining coherent radiation of millimeter and submillimeter ranges with a power level of $\sim 10^8 \ldots 10^{10}$ W from relativistic electron beams of sheet and tubular configurations formed by the high-current accelerators. From a practical point of view, it also attractive to use the 2D feedback mechanism for synchronization of a laser active media, in particular, semiconductor heterolasers.

Key words: Free-Electron Lasers and Masers, high-power coherent microwave radiation, two-dimensional distributed feedback, single-mode and multimode generation.

Reference: Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. Two-dimensional distributed feedback as a method for generation of powerful coherent radiation from spatially-extended relativistic electron beams. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2020, vol. 28, no. 6, pp. 575–632. https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-6-575-632

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Acknowledgements. The review was supported by the Russian Foundation for Basic Research in the frame of the «expansion» program (grant #19-18-50315). The work was carried out within the framework of the State task of the IAP RAS and the BINP RAS and partially supported by the RFBR, grants #19-08-00550 (for development of powerful planar masers with 2D distributed feedback) and #18-02-40009 (for development of spatially-extended oscillators of coaxial and cylindrical geometry).

Введение

Создание мощных (0.1…10 ГВт) источников импульсного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн является актуальной задачей электроники больших мощностей, продиктованной рядом важных фундаментальных и технических приложений. Одним из возможных путей увеличения интегральной мощности релятивистских мазеров может быть развитие их поперечного сечения вдоль одной из поперечных координат (при сохранении плотности тока запитывающих пучков и потоков мощности излучения) в сочетании

с использованием планарной или коаксиальной геометрии пространства взаимодействия. В настоящий момент реализованы сильноточные релятивистские электронные пучки (РЭП) ленточной и трубчатой конфигурации с характерными поперечными размерами до 10^2 см и энергозапасом $10^2 \ldots 10^3$ кДж [1–4]. Для микроволнового диапазона ширина этих пучков на несколько порядков превосходит длину волны, и при создании генераторов на их основе на первый план выступает проблема обеспечения режима одномодовой генерации в условии существенной сверхразмерности пространства взаимодействия.

В электронике СВЧ накоплен достаточно большой опыт эффективного решения проблемы электродинамической и электронной селекции мод (см., например, [5–10]). Одним из наиболее успешных решений, широко применяемых в гиротронах [11] и оротронах [12], является использование квазиоптических резонаторов в виде отрезков слабонерегулярных волноводов, в которых электронный поток возбуждает моды на квазикритических частотах. Так, в современных мощных гиротронах одномодовая генерация реализована при диаметрах резонаторов, составляющих до $20 \ldots 30$ длин волн [13, 14]. Однако в релятивистских мазерах, которые работают на быстрых волнах, распространяющихся вдоль электронного потока, в условиях большого доплеровского преобразования частоты, использование подобных методов селекции ограничено.

Широкое применение в качестве электродинамических систем мощных релятивистских мазеров получили предложенные в [15, 16] брэгговские резонаторы в виде отрезков волноводов с неглубокой гофрировкой боковых стенок, реализующие одномерную распределенную обратную связь (РОС). В традиционном («одномерном») варианте такие структуры, как и их оптические аналоги [17, 18], в условиях брэгговского резонанса обеспечивают связь и взаимное рассеяние двух встречно-распространяющихся волновых пучков: попутного, синхронно взаимодействующего с РЭП, и встречного, формирующего цикл обратной связи. Использование брэгговских резонаторов позволило успешно реализовать узкополосные мазеры на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [19–23] и мазеры на свободных электронах (МСЭ) [16, 24–28] в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Однако во всех упомянутых экспериментах поперечные размеры (диаметры) D электродинамических систем не превышали нескольких длин волн $D/\lambda \sim 1 \ldots 3$. Дальнейшее увеличение размеров традиционных брэгговских резонаторов сопряжено с потерей селективности по поперечным индексам мод, то есть мод с различной поперечной структурой.

Эффективная селекция мод в релятивистских генераторах с поперечно-развитым пространством взаимодействия может быть достигнута путем использования предложенной в [29, 30] двумерной РОС, которая реализуется с помощью так называемых «двумерных» брэгговских резонаторов (рис. 1). Эти резонаторы представляют собой отрезки планарных (рис. 1, *a*) или коаксиальных (рис. 1, *b*) волноводов с двумерно-периодической гофрировкой, связывающей четыре парциальные волны, две из которых распространяются вдоль поступательного движения электронов и во встречном направлении (подобно традиционным брэгговским резонаторам [15–18]), а две другие – в поперечном (азимутальном) направлении (рис. 1, *c*). Включение в цепь обратной связи поперечно распространяющихся волновых потоков позволяет осуществить эффективную синхронизацию и когерентность излучения пространственно-развитых электронных пучков ленточной или трубчатой геометрии.

Важно подчеркнуть, что в отсутствие электронного потока двумерные брэгговские структуры обладают высокой селективностью по поперечному индексу мод. Последнее достаточно тривиально в случае планарной геометрии, когда система открыта в поперечном направлении (см. рис. 1, *a*). Однако, как показывает приведенный ниже анализ, за счет организации связи поперечных и продольных волновых потоков возможно обеспечение селективности по поперечному (азимутальному) индексу и в закрытых в поперечном направлении резонаторах коаксиальной геометрии. Одновременно, параллельные электронному потоку пластины двумерного

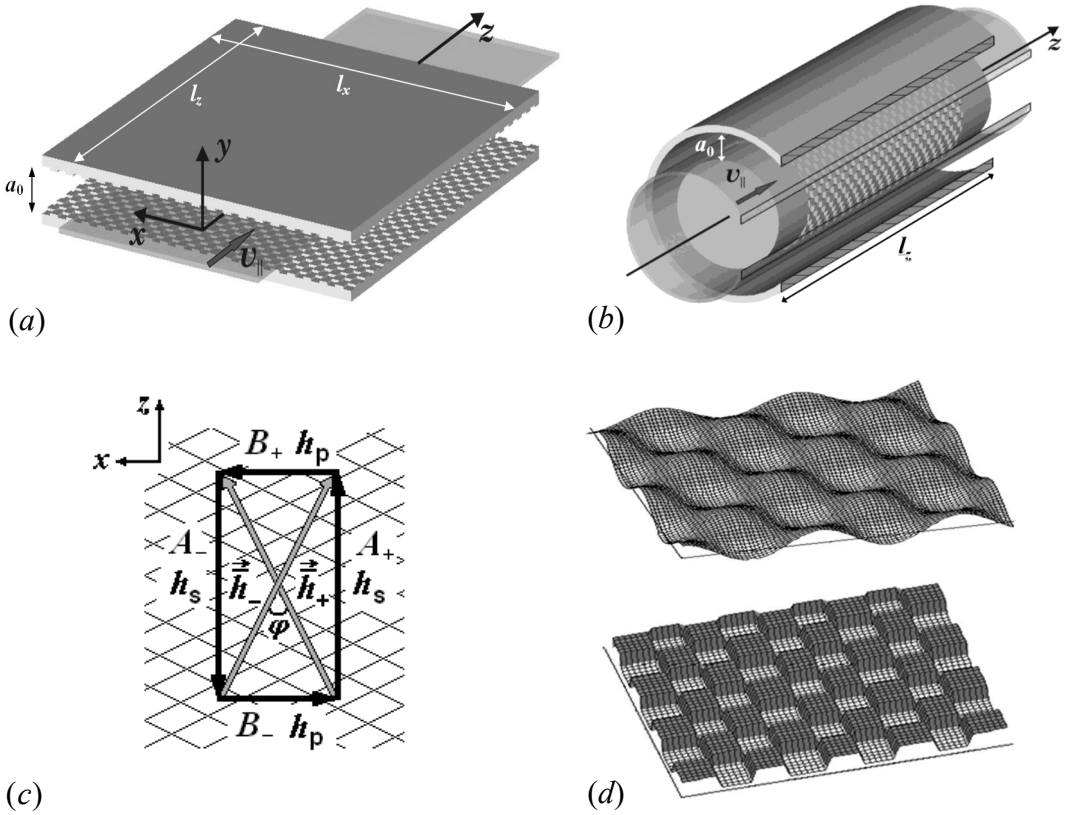


Рис. 1. Схемы односекционных двумерных брэгговских резонаторов (*a*) планарной и (*b*) коаксиальной геометрии (показан электронный пучок, движущийся в $+z$ направлении); (*c*) диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн на двумерной брэгговской структуре, а также (*d*) двумерные гофрировки различных типов: двоякопериодическая синусоидальная гофрировка (сверху) и шахматная гофрировка (внизу)

Fig. 1. Schematic of single-section 2D Bragg resonators of (*a*) planar and (*b*) coaxial geometry (relativistic electron beam (REB) propagating in $+z$-direction is shown); (*c*) vector diagram illustrating the process of partial wave scattering on the 2D Bragg structure, as well as (*d*) two-dimensional corrugations of various types: «ideal» sinusoidal corrugation (top) and chessboard-pattern corrugation (bottom)

резонатора, как и их одномерные аналоги, позволяют осуществить устойчивую транспортировку сильноточных РЭП в ведущем продольном магнитном поле.

Согласно результатам моделирования, в МСЭ планарной и коаксиальной геометрии с двумерной РОС при оптимальных условиях возможна реализация стабильного режима одномодовой генерации при поперечных размерах системы, достигающих $10^2 \ldots 10^3$ длин волн. Работоспособность нового механизма обратной связи в миллиметровом диапазоне подтверждена в совместных экспериментах ИПФ РАН (Нижний Новгород), ИЯФ СО РАН (Новосибирск), Стратклайдского университета (Глазго, Великобритания) и Исследовательского центра Карлсруе (Германия) для обеих упомянутых выше геометрий при сверхразмерности систем до 50 длин волн.

В данном обзоре представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований релятивистских мазеров, основанных на использовании нового механизма обратной связи. В разделе 1 приведена теоретическая модель, которая в рамках геометро-оптического приближения описывает связь и взаимное рассеяние волн на двумерной брэгговской структуре планарной геометрии. Исследован спектр мод подобного резонатора, продемонстрирована высокая селективность по продольному и поперечному индексам мод. Результаты теоретического анализа подтверждены трехмерным моделированием и «холодными» электродинамическими тестами. В разделе 2 проведен теоретический анализ различных схем МСЭ на основе двумерной

РОС, включая односекционные и многомодульные генераторы. Результаты экспериментального исследования МСЭ с двумерной РОС в 4-мм диапазоне длин волн на основе сильноточного ускорителя «ЭЛМИ» (ИЯФ СО РАН) представлены в разделе 3. Раздел 4 посвящен исследованию коаксиальных МСЭ с двумерной РОС. В рамках квазиоптического приближения проведен анализ селективных характеристик двумерных брэгговских структур коаксиальной геометрии, а также моделирование нелинейной динамики МСЭ на их основе. Описаны эксперименты по реализации коаксиального МСЭ 8-мм диапазона с двумерной РОС, выполненные на базе Стратклайдского университета.

1. Основные свойства двумерных брэгговских структур

1.1. Модель и основные уравнения, описывающие рассеяние волн на планарной двумерной брэгговской структуре. Рассмотрим резонатор, образованный двумя металлическими пластинами шириной l_x, длиной l_z и расстоянием между ними a_0 (см. рис. 1, *a*) с неглубокой гофрировкой

$$a = \frac{a_1^{\sin}}{2}\cos(\bar{h}_x x)\cos(\bar{h}_z z) = \frac{a_1^{\sin}}{4}\left[\cos(\bar{h}_x x - \bar{h}_z z) + \cos(\bar{h}_x x + \bar{h}_z z)\right], \tag{1}$$

где $a_1^{\sin}$ – глубина гофра, $\bar{h}_x = \bar{\boldsymbol{h}}\sin(\varphi/2)$, $\bar{h}_z = \bar{\boldsymbol{h}}\cos(\varphi/2)$ – соответствующие проекции векторов элементарных решеток $\vec{\bar{h}}_{\pm} = \bar{h}_x\vec{x}_0 \pm \bar{h}_z\vec{z}_0$, $\bar{\boldsymbol{h}} = 2\pi/d$, d – период гофра, φ – угол между векторами решеток (см. рис. 1, *c*). Считая $a_1^{\sin}\bar{\boldsymbol{h}} \ll 1$, поле в резонаторе будем искать в виде четырех связанных волн: $\mathbf{A}_{\pm}$, распространяющихся в $\pm z$, и $\mathbf{B}_{\pm}$, распространяющихся в $\pm x$ направлениях,

$$\vec{E} = \mathrm{Re}\left[\left(\mathbf{A}_+\vec{E}_s^0 e^{ih_s z} + \mathbf{A}_-\vec{E}_s^0 e^{-ih_s z} + \mathbf{B}_+\vec{E}_p^0 e^{ih_p x} + \mathbf{B}_-\vec{E}_p^0 e^{-ih_p x}\right)e^{i\omega t}\right], \tag{2}$$

где $h_j = \sqrt{\omega^2/c^2 - \kappa_j^2}$, $\kappa_j = j\pi/a_0$ – поперечное волновое число, $j = 1, 2, \ldots$ – число вариаций поля по y-координате, $\mathbf{A}_{\pm}(x,z)$, $\mathbf{B}_{\pm}(x,z)$ – медленные функции координат x и z, $\vec{E}_{s,p}^0(y)$ – поперечные (по оси y) структуры соответствующих волн невозмущенного планарного волновода:

$$\vec{E}_j^0 = i\vec{x}_0\frac{\omega}{c}\sin(\kappa_j y) \tag{3а}$$

для ТЕ-мод и

$$\vec{E}_j^0 = \vec{z}_0\kappa_j\sin(\kappa_j y) - i\vec{y}_0 h_j\cos(\kappa_j y) \tag{3б}$$

для ТМ-мод, включая основную ТЕМ-моду, которой соответствует $j = 0$.

Волновые числа парциальных волн удовлетворяют условию брэгговского резонанса

$$h_p \approx \bar{h}_x, \qquad h_s \approx \bar{h}_z. \tag{4}$$

Если векторы решеток, образующих двумерную брэгговскую структуру, взаимно перпендикулярны ($\varphi = \pi/2$, $\bar{h}_{x,z} = \bar{h} = \bar{\boldsymbol{h}}/\sqrt{2}$), то все участвующие в процессе рассеяния парциальные волны имеют одинаковый поперечный индекс $s \equiv p$ и одинаковые продольные волновые числа $h_s = h_p = h$. Условие брэгговского резонанса (4) в этом случае имеет вид

$$h \approx \bar{h}. \tag{5}$$

Если же перпендикулярность векторов решетки отсутствует, то волны $\mathbf{A}_{\pm}$ и $\mathbf{B}_{\pm}$ имеют различный поперечный индекс.

Подставляя (2) в уравнение Гельмгольца с граничными условиями на поверхности (1), для амплитуд $\mathbf{A}_\pm$ и $\mathbf{B}_\pm$ после усреднения получим систему уравнений (ср. с [31,32])

$$\begin{aligned} e^{\mp i\Gamma_s z}\frac{\partial \mathbf{A}_\pm}{\partial z} \pm i\alpha_s\left(\mathbf{B}_+ e^{-i\Gamma_p x} + \mathbf{B}_- e^{i\Gamma_p x}\right) = 0, \\ e^{\mp i\Gamma_p x}\frac{\partial \mathbf{B}_\pm}{\partial x} \pm i\alpha_p\left(\mathbf{A}_+ e^{-i\Gamma_s z} + \mathbf{A}_- e^{i\Gamma_s z}\right) = 0, \end{aligned} \tag{6}$$

где $\alpha_{s,p}$ – коэффициенты связи волн

$$\alpha_{s,p} = \frac{\omega a_1^{\sin}}{32\pi N_{s,p}}\left(\vec{H}_{s\tau}\vec{H}_{p\tau} + E_{sn}E_{pn}\right), \tag{7}$$

$\vec{H}_\tau$, E_n – значения тангенциальной составляющей магнитного поля и нормальной компоненты электрического поля на невозмущенной стенке планарного волновода, $N_j = \left|\frac{c}{2\pi}\int \vec{E}_{\perp j}\vec{H}_{\perp j}dy\right| = \varepsilon_j h_j \omega a_0/4\pi$ – норма волн ($\varepsilon_j = 2$ для ТЕМ-волн и $\varepsilon_j = 1$ для остальных мод), $\Gamma_s = h_s - \bar{h}_z$, $\Gamma_p = h_p - \bar{h}_x$ – пространственные расстройки брэгговского синхронизма. Полагая $\Gamma_{s,p} = 0$, находим значение брэгговской частоты $\bar{\omega}$ и соотношение между геометрическими размерами системы (то есть периодом гофрировки и зазором между пластинами):

$$\frac{\bar{\omega}}{c} = \sqrt{\bar{\boldsymbol{h}}^2\cos^2\varphi + \kappa_s^2} = \sqrt{\bar{\boldsymbol{h}}^2\sin^2\varphi + \kappa_p^2}. \tag{8}$$

Собственные частоты мод могут отличаться от точной брэгговской частоты: $\omega = \bar{\omega}(1+\Omega)$, $|\Omega| \ll 1$. При этом с учетом (8) имеем $\Gamma_{s,p} = \nu_{s,p}\Omega$, где $\nu_s = \bar{\omega}^2/c^2\bar{\boldsymbol{h}}\cos\varphi$, $\nu_p = \bar{\omega}^2/c^2\bar{\boldsymbol{h}}\sin\varphi$.

Заменой переменных $A_\pm = \sqrt{N_s\nu_s}\mathbf{A}_\pm e^{\mp i\Gamma_s z}$, $B_\pm = \sqrt{N_p\nu_p}\mathbf{B}_\pm e^{\mp i\Gamma_p x}$, $\hat{z} = z\sqrt{\nu_s/\nu_p} = z\sqrt{\operatorname{tg}\varphi}$, $\hat{x} = x\sqrt{\nu_p/\nu_s} = x\sqrt{\operatorname{ctg}\varphi}$, $\delta = \Omega\sqrt{\nu_s\nu_p}$ уравнения (6) можно привести к виду, содержащему минимальное число независимых параметров [33,34]

$$\frac{\partial A_\pm}{\partial \hat{z}} \pm i\delta A_\pm \pm i\alpha_{2D}(B_+ + B_-) = 0, \quad \frac{\partial B_\pm}{\partial \hat{x}} \pm i\delta B_\pm \pm i\alpha_{2D}(A_+ + A_-) = 0. \tag{9}$$

С учетом (3а), (3б), (7) для коэффициента связи волн $\alpha_{2D} = \alpha_s\sqrt{N_s/N_p} = \alpha_p\sqrt{N_p/N_s}$ получаем

$$\alpha_{2D}^{\mathrm{TM}\leftrightarrow\mathrm{TM}} = \frac{a_1^{\sin}\sqrt{h_s h_p}}{4a_0\sqrt{\varepsilon_s\varepsilon_p}}, \quad \alpha_{2D}^{\mathrm{TE}\leftrightarrow\mathrm{TM}} = \frac{\omega a_1^{\sin}\kappa_s}{4a_0 c\sqrt{h_s h_p}\sqrt{\varepsilon_p}} \tag{10}$$

для взаимного рассеяния волн ТМ↔ТМ и ТЕ↔ТМ типов, соответственно. Согласно (7), связь двух волн ТЕ-типа на рассматриваемой решетке в первом приближении отсутствует.

Во всех перечисленных выше разновидностях МСЭ для обеспечения большого доплеровского преобразования частоты фазовая скорость синхронной волны (для определенности считаем таковой волну $\mathbf{A}_+$) должна быть близка к скорости света и, следовательно, эта волна должна быть одной из низших волн планарного волновода. В то же время в качестве поперечно распространяющихся ($\mathbf{B}_+$) можно использовать волны высших типов, у которых существенно меньшие групповые скорости и, соответственно, нормы. Тем самым, согласно (7), имеется дополнительная возможность повышения коэффициента связи волн и развития системы в y-направлении (аналогичный принцип увеличения селективности предложен в [35,36] для брэгговских систем с «одномерной» гофрировкой).

Следует отметить, что синусоидальная форма двумерной гофрировки (1) (см. рис. 1, *d*) является весьма сложной для практической реализации. Оптимальным приближением для «идеальной» синусоидальной гофрировки является так называемая «шахматная» гофрировка [37], которая имеет основной член в разложении Фурье вида (1) с эффективной глубиной

$$a_1^{\sin} = \frac{8a_1^{\text{chess}}}{\pi^2}, \tag{11}$$

где a_1^{chess} – глубина шахматной гофрировки.

1.2. Электродинамические свойства двумерных планарных брэгговских резонаторов. Представляя решение уравнений (9) (индекс «ˆ» далее опускаем) в виде $e^{i(\Lambda_x x+\Lambda_z z)}$, получим дисперсионное уравнение для нормальных волн в безграничной планарной двумерной брэгговской структуре

$$(\delta^2 - \Lambda_x^2)(\delta^2 - \Lambda_z^2) - 4\alpha_{2D}^2\delta^2 = 0. \tag{12}$$

Для $\delta > 0$ дисперсионная диаграмма $\delta(\Lambda_x; \Lambda_z)$ изображена на рис. 2, *a* и представляет собой две

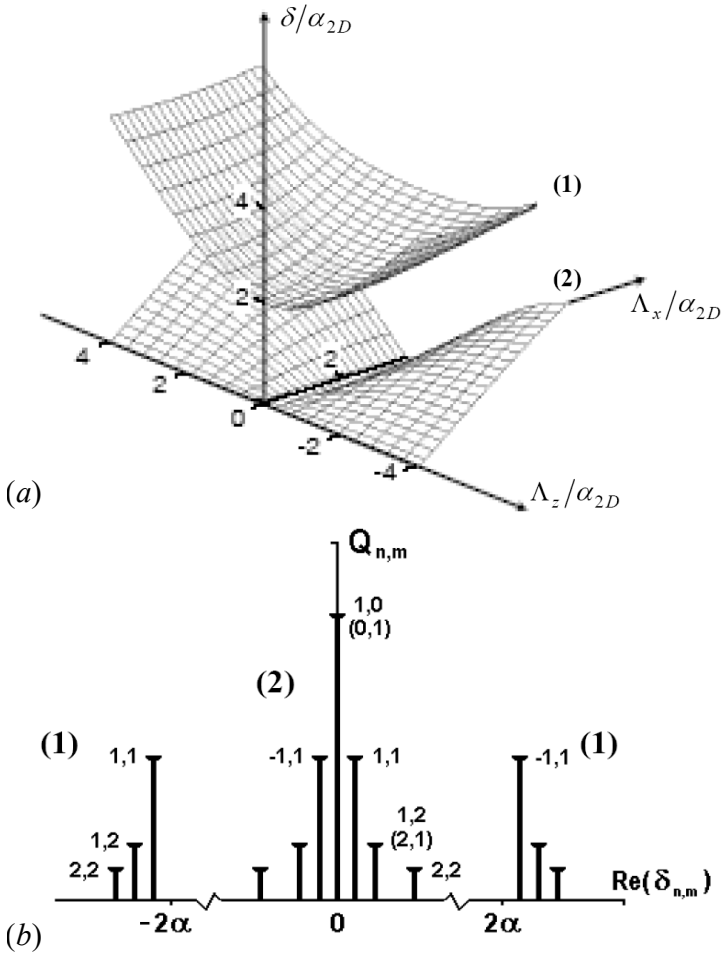


Рис. 2. (*a*) Дисперсионные характеристики и (*b*) спектр мод двумерной брэгговской структуры планарной геометрии (геометро-оптическое приближение)

Fig. 2. (*a*) Dispersion diagram of the normal waves and (*b*) eigenmodes spectrum of 2D Bragg resonator of planar geometry (the geometrical-optical approach)

поверхности (для $\delta < 0$, как и для $\Lambda_x < 0$, решение является зеркально-симметричным). Точки экстремумов функции $\delta(\Lambda_x; \Lambda_z)$ соответствуют минимумам групповой скорости нормальных волн и, как показано далее, в окрестности этих точек расположены собственные моды двумерного брэгговского резонатора. Поверхность «1» пересекает вертикальную ось в точке $\delta = 2\alpha_{2D}$ (симметричная точка $\delta = -2\alpha_{2D}$). Моды, расположенные на поверхности «1», имеют аналоги в спектре мод традиционных одномерных брэгговских резонаторов. Специфической особенностью двумерных брэгговских структур является наличие поверхности «2», пересекающей вертикальную ось в точке $\delta = 0$. Для этой поверхности вблизи осей $\Lambda_x = 0$ и $\Lambda_z = 0$ не только групповая скорость нормальных волн, но и ее производная стремится к нулю, что обеспечивает условия для формирования высокодобротных мод вблизи $\delta = 0$.

Для нахождения частот ($\mathrm{Re}\,\delta$), добротностей ($\mathrm{Im}\,\delta$), а также пространственных структур собственных мод резонатора, формируемого гофрированным участком конечной длины l_z и ширины l_x, будем считать, что потоки электромагнитной энергии извне отсутствуют, и имеет место идеальное согласование для парциальных волн при излучении из резонатора. Граничные условия к уравнениям (9) при этом можно представить в виде:

$$A_+\left(x, -\frac{l_z}{2}\right) = 0, \quad A_-\left(x, \frac{l_z}{2}\right) = 0, \quad B_+\left(-\frac{l_x}{2}, z\right) = 0, \quad B_-\left(\frac{l_x}{2}, z\right) = 0. \tag{13}$$

Из интегральной формы записи уравнений (9) с граничными условиями (13) можно показать, что величины $f_1 = A_+(x,z) + A_-(x,z)$ и $f_2 = B_+(x,z) + B_-(x,z)$ удовлетворяют одинаковым уравнениям

$$f_{1,2}(x,z) = \alpha_{2D}^2 \int\limits_{-l_z/2}^{l_z/2} \int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2} f_{1,2}(x',z') e^{i\delta(|x-x'|+|z-z'|)} dz' dx'. \tag{14}$$

Отсюда следует, что для амплитуд волн справедливо соотношение

$$\gamma_z \left(A_+(x,z) + A_-(x,z)\right) = \gamma_x \left(B_+(x,z) + B_-(x,z)\right), \tag{15}$$

γ_x, γ_z – комплексные величины. Соотношение (15) позволяет искать решение (9) методом разделения переменных. При этом для пространственных структур полей парциальных волн $A_\pm$, $B_\pm$, составляющих собственную моду резонатора, получаем следующие выражения (см. подробнее [34]):

$$\begin{aligned} A_\pm &= \sqrt{\delta^2 - \lambda_z^2}\, \sin\lambda_z \left(z \pm \frac{l_z}{2}\right) \left[\delta \sin\lambda_x \left(x + \frac{l_x}{2}\right) + i\lambda_x \cos\lambda_x \left(x + \frac{l_x}{2}\right)\right], \\ B_\pm &= \sqrt{\delta^2 - \lambda_x^2}\, \sin\lambda_x \left(x \pm \frac{l_x}{2}\right) \left[\delta \sin\lambda_z \left(z + \frac{l_z}{2}\right) + i\lambda_z \cos\lambda_z \left(z + \frac{l_z}{2}\right)\right], \end{aligned} \tag{16}$$

где $\lambda_{x,z} = \sqrt{\delta^2 - 2\alpha_{2D}\delta\gamma_{x,z}}$. При подстановке (15) в уравнения (9) из условия нетривиальности решений получаем соотношение

$$\gamma_z \gamma_x = 1. \tag{17}$$

Собственные числа δ и $\gamma_{x,z}$ удовлетворяют характеристическим уравнениям

$$e^{2i\lambda_z l_z} = \frac{\alpha_{2D}\gamma_z - \delta - \lambda_z}{\alpha_{2D}\gamma_z - \delta + \lambda_z}, \quad e^{2i\lambda_x l_x} = \frac{\alpha_{2D}\gamma_x - \delta - \lambda_x}{\alpha_{2D}\gamma_x - \delta + \lambda_x}. \tag{18}$$

Совместное решение алгебраических уравнений (17), (18) определяет спектр комплексных собственных частот резонатора δ.

Анализ (17), (18) показывает, что в условиях сильной связи волн $\alpha_{2D} l_{x,z} \gg 1$ рассматриваемая система обладает спектром высокодобротных мод [33, 34]. Соответствующие решения для собственных частот и добротностей

$$\omega_{n,m} = \bar{\omega}(1 + \operatorname{Re}\Omega) = \bar{\omega}\left(1 + \frac{\operatorname{Re}\delta_{n,m}}{\sqrt{\nu_s \nu_p}}\right), \quad Q_{n,m} = \frac{1 + \operatorname{Re}\Omega}{2\operatorname{Im}\Omega} \approx \frac{\sqrt{\nu_s \nu_p}}{2\operatorname{Im}\delta_{n,m}} \tag{19}$$

этих мод даются соотношениями:

$$\begin{gathered} \lambda_z = \frac{\pi n}{l_z} - is\frac{\pi n}{\alpha_{2D} l_z^2}, \quad \lambda_x = \frac{\pi m}{l_x} - is\frac{\pi m}{\alpha_{2D} l_x^2}, \\ \delta_{n,m} = \left[2\alpha + \frac{\pi^2}{4\alpha_{2D}}\left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2}\right)\right] s - i\frac{\pi^2}{2\alpha_{2D}^2}\left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3}\right) \end{gathered} \tag{20а}$$

при $\delta \approx \pm 2\alpha_{2D}$ и

$$\begin{gathered} \lambda_z = \frac{\pi n}{l_z} + i\frac{\pi m}{\alpha_{2D} l_z l_x}, \quad \lambda_x = \frac{\pi m}{l_x} + i\frac{\pi n}{\alpha_{2D} l_z l_x}, \\ \delta_{n,m} = -\frac{\pi^2 mn}{2\alpha_{2D} l_z l_x} - i\frac{\pi^2}{2\alpha_{2D}^2 l_z l_x}\left(\frac{n^2}{l_z} + \frac{m^2}{l_x}\right) \end{gathered} \tag{20б}$$

при $\delta \approx 0$. Здесь $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ – продольный, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ – поперечный индексы мод, $s = \pm 1 = \operatorname{sign}(mn)$. Согласно (20а), (20б) двумерный брэгговский резонатор обладает высокой селективностью как по продольному (подобно «одномерным» аналогам), так и по поперечному индексу мод. Эта селективность обеспечена наличием потоков энергии, высвечивающихся не только в продольном $\pm z$ направлении (как это имеет место в резонаторах «традиционного» типа), но дополнительно в поперечных $\pm x$ направлениях. Собственные моды резонатора расположены в окрестности брэгговской частоты (частоты точного брэгговского резонанса) $\delta = 0$, а также вблизи границы зоны брэгговского рассеяния $\delta \approx \pm 2\alpha_{2D}$ (рис. 2, *b*). Следует отметить, что моды семейства «1» (то есть решения (20а), расположенные на поверхности «1» на рис. 2, *a*) традиционны для брэгговских систем и представлены в спектре мод одномерных резонаторов. В то же время, для реализации моды внутри полосы непрозрачности в последних необходимо внесение дефекта гофрировки [15–18]. Специфической особенностью двумерных брэгговских резонаторов является наличие высокодобротных мод семейства «2» (решения (20б), расположенные на поверхности «2»), которые возникают в центре брэгговской полосы при отсутствии дефектов (см. рис. 2, *b*) [38]. Эти моды связаны с участием в процессе рассеяния на двумерной брэгговской структуре поперечно распространяющихся волн (квазикритических волн в случае резонаторов коаксиальной геометрии, см. далее, раздел 4). Максимальную добротность имеют моды с индексами $\{n = 0, m = 1\}$ и $\{n = 1, m = 0\}$. Эти моды вырождены по частоте, которая совпадает с брэгговской частотой, а в случае $l_x = l_z$ и по добротности.

Структуры полей парциальных волн A_+ и B_+ основной моды $\{n = 1, m = 0\}$, приведены на рис. 3, *a*. Структура волны A_- идентична A_+, а B_- зеркально симметрична B_+. Важно, что для указанной моды амплитуда поля волны A_+ (считаем, что эта волна синхронна с электронным пучком, движущимся в $+z$ направлении, а остальные парциальные волны с пучком не взаимодействуют) не зависит от поперечной координаты x. Заметим также, что максимальные ампли-

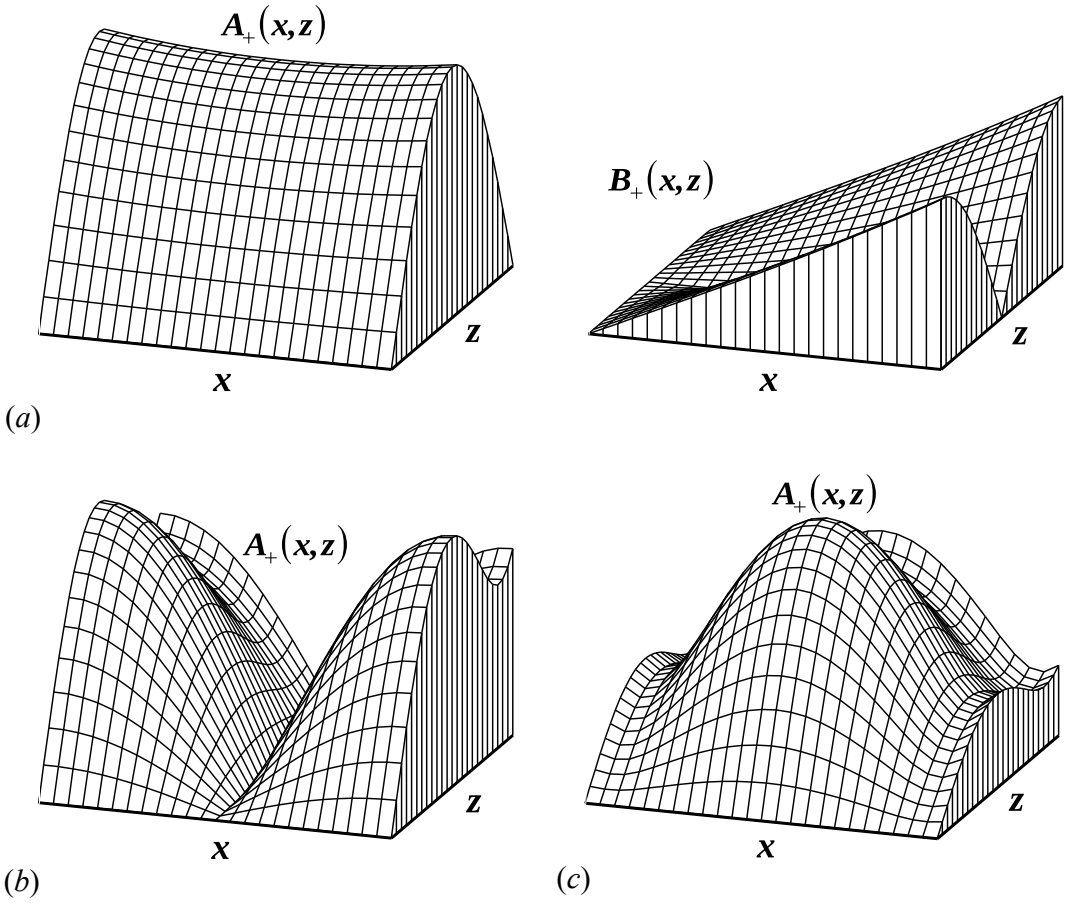


Рис. 3. Пространственные структуры полей (a) парциальных волн A_+ и B_+ основной наиболее добротной моды $\{m = 0, n = 1\}$ при $\delta \approx 0$, а также волн A_+ для мод $\{m = 1, n = 1\}$ в окрестности (b) $\delta \approx 0$ и (c) $\delta \approx \pm 2\alpha$ ($\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [34]

Fig. 3. Spatial profiles of (a) the partial waves A_+ and B_+ forming the fundamental mode $\{m = 0, n = 1\}$ at $\delta \approx 0$, as well as the partial wave A_+ for the eigenmodes $\{m = 1, n = 1\}$ in the vicinity of (b) $\delta \approx 0$ and (c) $\delta \approx \pm 2\alpha$ ($\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [34]

туды волн $A_\pm$ существенно превышают максимальные амплитуды волн $B_\pm$ ($A_\pm^{\max}/B_\pm^{\max} = \alpha l_z$). Для моды $\{n = 0, m = 1\}$ ситуация обратная. Здесь пространственные структуры волн $A_\pm$ и $B_\pm$ совпадают соответственно со структурами волн $B_\pm$ и $A_\pm$ моды $\{n = 1, m = 0\}$, если в последних поменять местами координаты $x \leftrightarrow z$ (что в случае $l_x = l_z$ соответствует повороту резонатора на 90°. В результате эта мода имеет относительно малое значение амплитуды синхронной волны A_+ ($A_\pm^{\max}/B_\pm^{\max} = 1/\alpha l_x$) и существенно меньшую связь с электронным пучком, а поэтому должна менее эффективно возбуждаться электронным потоком (что подтверждается моделированием взаимодействия с электронным потоком; см. далее п. 2). Для полноты картины на рис. 3, *b, c* показаны пространственные структуры высших мод с одной вариацией поля по обеим координатам $\{n = 1, m = 1\}$. Важно подчеркнуть, что мода с частотой близкой к брэгговской $\delta \approx 0$ является антисимметричной, в то время как моды на краях брэгговской частоты $\delta \approx \pm 2\alpha$ являются симметричными.

Частоты и добротности собственных мод резонатора могут быть также найдены при моделировании процесса возбуждения резонатора падающим на его границу волновым пучком (которое, считаем для определенности, имеет место при $z = -l_z/2$) [34]. Решение такой задачи используется далее для интерпретации результатов «холодных» измерений электродинамических

характеристик резонатора [37–39]. С этой целью введем интегральные коэффициенты отражения R, прохождения T и рассеяния в поперечном направлении S

$$\mathrm{R}=\frac{\int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2}\left|A_-\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)\right|^2dx}{\int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2}\left|A_+\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)\right|^2dx},\quad \mathrm{T}=\frac{\int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2}\left|A_+\left(x,\frac{l_z}{2}\right)\right|^2dx}{\int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2}\left|A_+\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)\right|^2dx},$$
$$\mathrm{S}=\frac{l_x}{l_z}\frac{\int\limits_{-l_z/2}^{l_z/2}\left|B_\pm\left(-\frac{l_x}{2},z\right)\right|^2dz}{\int\limits_{-l_x/2}^{l_x/2}\left|A_+\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)\right|^2dx}. \tag{21}$$

Очевидно, что характер возбуждения различных мод резонатора зависит от их пространственной структуры. При нормальном падении на границу резонатора волнового пучка с плоским фазовым фронтом граничное условие для волны A_+ в уравнениях (9) принимает вид

$$A_+\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)=A_0, \tag{22}$$

граничные условия для остальных парциальных волн остаются аналогичными (13). Подобным волновым пучком могут возбуждаться собственные моды, имеющие на границе симметричную структуру полей соответствующих парциальных волн, то есть моды, расположенные в окрестности $\delta\approx\pm2\alpha_{2\mathrm{D}}$. Этим модам соответствуют минимумы в коэффициенте отражения и максимумы в коэффициентах прохождения и рассеяния в поперечном направлении (ср. рис. 4, *a* и тонкие кривые на рис. 4, *b*). В то же время, моды, имеющие антисимметричную структуру, волновым пучком с плоским фазовым фронтом не возбуждаются. В частности, не возбуждаются моды, расположенные в окрестности $\delta\approx0$ (например, мода, показанная на рис. 3, *b*). Это ведет к появлению полосы непрозрачности в случае нормального падения плоской волны (аналогично традиционным брэгговским резонаторам). Вдали от брэгговского резонанса $|h-\bar{h}|\gg\alpha$ коэффициент прохождения стремится к единице, а отражение и рассеяние в поперечном направлении практически отсутствуют.

К классу «несимметричных» с точки зрения возбуждения можно отнести и наиболее высокодобротные моды двумерного резонатора, которые расположены внутри брэгговской полосы на частоте точного брэгговского резонанса. Как отмечалось выше, эти моды вырождены и имеют весьма специфичную структуру. У моды $\{m=0,n=1\}$ амплитуда полей парциальных волн $A_\pm$ на границах резонатора в направлении их распространения стремится к нулю, то есть они похожи на стоячую волну (см. рис. 3, *a*), а у моды $\{m=1,n=0\}$ волны $A_\pm$ имеют антисимметричную структуру. Таким образом, возбуждение основной собственной моды $\{0,1\}$ падающей нормально к границе плоской волной A_+ малоэффективно, а вырожденная с ней мода $\{1,0\}$ может быть возбуждена только антисимметричным волновым пучком.

Простой реализацией несимметричного пучка в условиях эксперимента является наклонное падение плоской волны. В этом случае оптимальные условия для возбуждения основной моды достигаются, когда в падающей волне разность фаз на краях резонатора составляет 2π, то есть

$$A_+\left(x,-\frac{l_z}{2}\right)=e^{i2\pi x/l_x}. \tag{23}$$

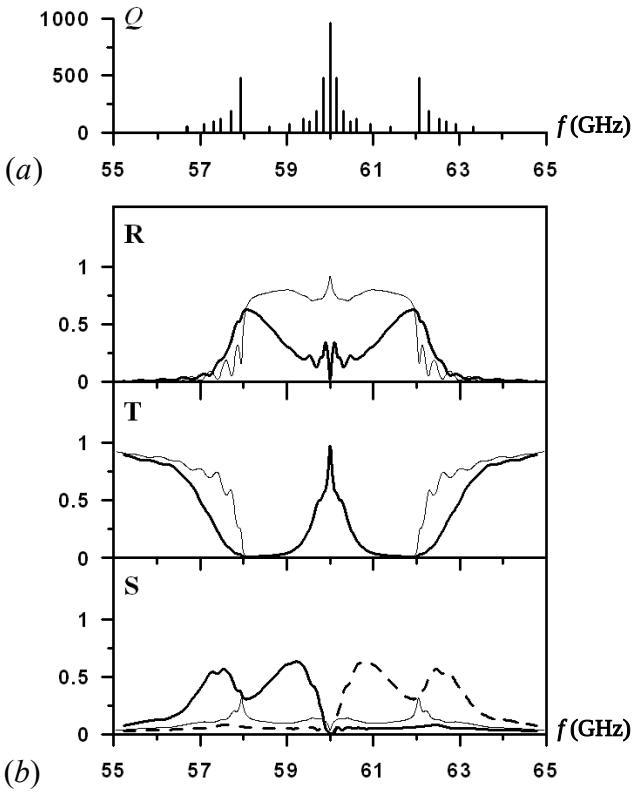


Рис. 4. Результаты моделирования в рамках метода связанных волн: (*a*) спектр мод и (*b*) частотные зависимости интегральных коэффициентов отражения R, прохождения T и поперечного рассеяния S при нормальном (тонкие кривые) и наклонном (жирные кривые) падении волнового пучка с плоским фазовым фронтом [39]

Fig. 4. Results of simulations in the frame of the coupled wave method (the geometrical-optical approach): (*a*) mode spectrum and (*b*) frequency dependences of the integral coefficients of reflection R, transmission T, and transverse scattering S for normal (thin curves) and inclined (thick curves) incidence of plane wave-beam [39]

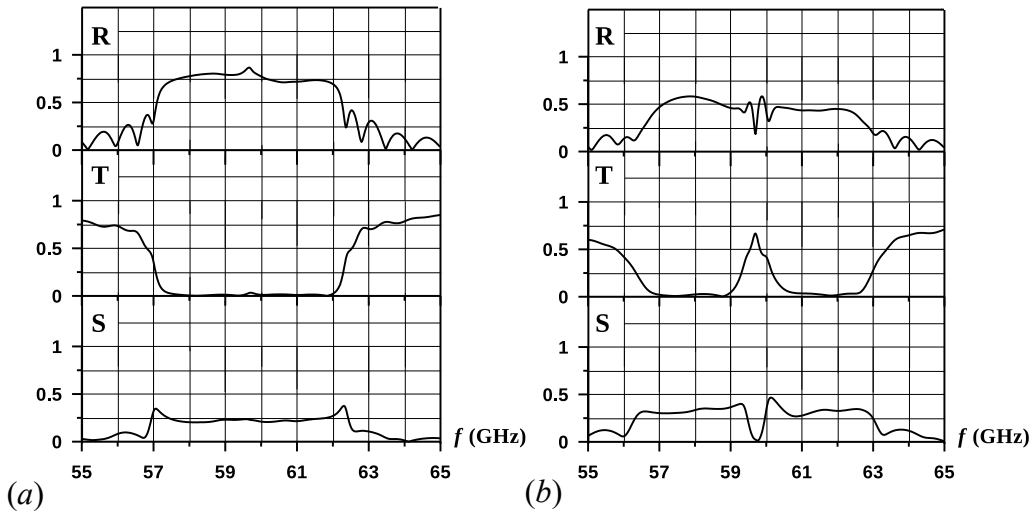


Рис. 5. Результаты трехмерного *CST*-моделирования коэффициентов R, T и S при падении (*a*) симметричного и (*b*) антисимметричного волнового пучка [39]

Fig. 5. Results of 3D *CST*-simulations of the integral coefficients R, T and S for (*a*) symmetrical and (*b*) antisymmetrical wave-beam incidence [39]

Результаты моделирования коэффициентов трансформации волн при падении волнового пучка (23) представлены на рис. 4, *b* жирными кривыми. Видно, что в центре брэгговской полосы действительно возникает просветление, соответствующее возбуждению основной и более высоких мод резонатора, обладающих антисимметричной структурой (в этом случае собственным модам соответствуют максимумы в коэффициенте прохождения). В то же время при падении антисимметричного волнового пучка отсутствует возбуждение симметричных собственных мод вблизи границы брэгговской полосы (например, моды, показанной на рис. 3, *c*).

Моделирование возбуждения двумерного брэгговского резонатора планарной геометрии проводилось также на основе трехмерного электродинамического кода *CST Microwave Studio* [39]. Для простоты на поверхности пластин задавалась «шахматная» гофрировка, которая, как обсуждалось в п. 1.1, хорошо аппроксимирует «идеальную» синусоидальную гофрировку. Результаты моделирования в случае падения на границу резонатора симметричного и антисимметричного волновых пучков приведены на рис. 5 и находятся в хорошем соответствии с результатами описанного выше анализа в рамках геометро-оптического приближения.

Другим возможным методом определения положения собственных мод резонатора является его возбуждение коротким (∼100 пс) начальным импульсом с широким частотным спектром. Эволюция поля внутри резонатора изображена на рис. 6, *a*, а спектр выходного излучения в различные промежутки времени – на рис. 6, *b*. Моделирование показывает, что на начальной стадии после нескольких проходов волны по резонатору происходит формирование собственных мод, в спектре выходного излучения появляются характерные максимумы, соответствующие положению наиболее добротных мод: на рис. 6, *b* могут быть различены несколько первых мод в центре и на границе брэгговской полосы. Поскольку время высвечивания мод из резонатора обратно пропорционально их добротности, на заключительной стадии «выживает» основная, наиболее добротная мода. Частота этой моды близка к частоте брэгговского резонанса (рис. 6, *b*),

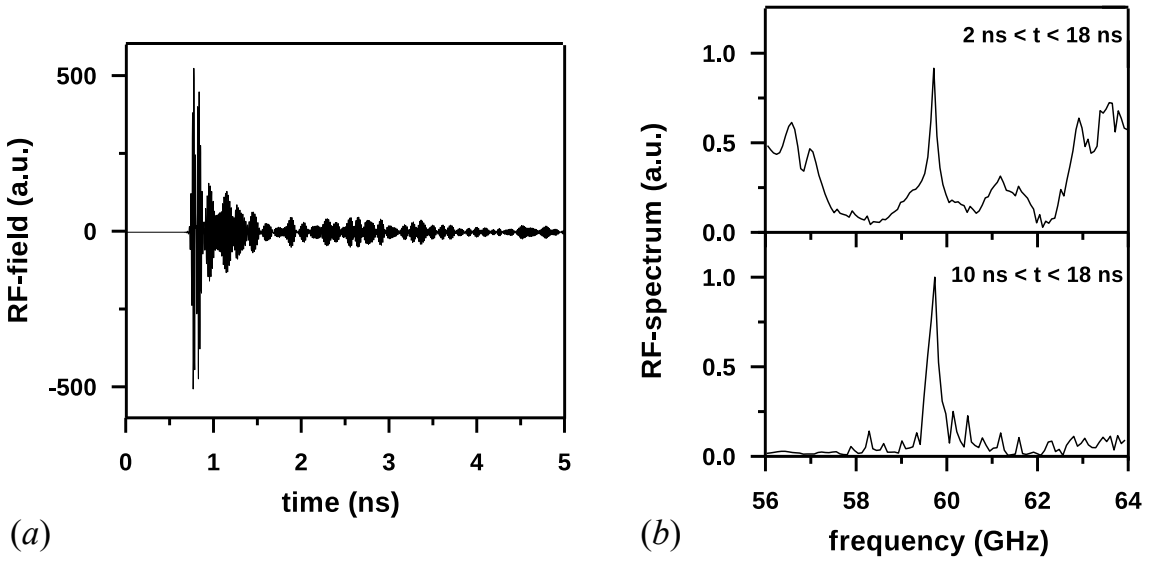


Рис. 6. Результаты *CST*-моделирования возбуждения двумерной брэгговской структуры коротким электромагнитным импульсом: (*a*) затухание ВЧ-поля в резонаторе и (*b*) его спектр в различные промежутки времени [39]

Fig. 6. Results of 3D *CST*-simulations of excitation of planar 2D Bragg structure by short electromagnetic pulse: (*a*) evolution of the RF-field inside the resonator and (*b*) frequency spectrum at different time intervals [39]

а ее добротность может быть оценена по времени затухания поля как $Q \sim 1000$, что хорошо соответствует расчетной величине по формулам (19), (20а) и (20б), а также результатам «холодных» тестов, описанных далее в п. 1.3 Таким образом, прямое численное моделирование подтверждает селективные свойства двумерного брэгговского резонатора, а также адекватность использования геометро-оптического приближения для его анализа. Следует отметить, что в моделировании, представленном на рис. 4–6, параметры брэгговской структуры выбирались соответствующими экспериментальному макету (см. п. 1.3).

1.3. Тестирование двумерных брэгговских резонаторов планарной геометрии. Для экспериментального тестирования [37–39] двумерные брэгговские структуры планарной геометрии были изготовлены в Исследовательском центре Карлсруе и представляли собой две параллельные металлические пластины размером 25×25 см, с зазором 0.5 см (рис. 7, *a*). Двумерная синусоидальная гофрировка была нанесена на внутренние поверхности обеих пластин и имела глубину $a_1^{\sin} = 0.6$ мм и период вдоль обеих координат $d_x = d_z = 0.5$ см (период по диагоналям 0.35 см), что в соответствии с условием резонанса (5) обеспечивает зону брэгговского рассеяния для четырех парциальных волн TEM-типа в окрестности частоты 60 ГГц. Измерения проводились на панорамном источнике, возбуждение резонатора осуществлялось широким волновым пучком с плоским фазовым фронтом, формируемым планарной квазиоптической передающей линией (см. подробнее [37]).

Результаты измерения частотных зависимостей коэффициентов T и S на рис. 7 с хорошей точностью соответствуют расчетам, представленным на рис. 4, 5. Важно подчеркнуть, что при нормальном падении волнового пучка наблюдалась зона непрозрачности, которая в коэффициенте прохождения составляла не менее -25 дБ (см. рис. 7, *b*). Ширина полосы запирания, определяемая коэффициентом связи волн $\alpha_{2D} \approx 0.2$ см$^{-1}$, находилась в хорошем соответствии с результатами моделирования. При нормальном падении волнового пучка наблюдались два резонанса на частотах 57.3 ГГц и 61.2 ГГц, которые лучше всего разрешены в коэффициенте рассеяния в поперечном направлении S (рис. 7, *c*). Эти резонансы соответствовали возбуждению собственных мод резонатора с индексами $\{1, 1\}$ (то есть с одной вариацией поля по обеим координатам), расположенных вблизи границы брэгговской полосы $\delta \approx \pm 2\alpha_{2D}$, их измеренная добротность составила $\sim$500.

Наклонное падение волнового пучка в эксперименте реализовалось путем поворота торцов резонатора относительно торцов планарных передающей и принимающей линий на небольшой угол, который в рабочем диапазоне частот приводил к разнице фаз на ширине резонатора около 2π. При этом в коэффициенте прохождения наблюдалось просветление в центре брэгговской полосы, которое, согласно моделированию, соответствовало возбуждению основной и более высоких несимметричных мод (рис. 7, *d*). Частота основной моды составляла 59.75 ГГц, ее добротность – около 900, что находится в хорошем совпадении с расчетами.

Таким образом, тестирование электродинамических характеристик двумерных брэгговских структур продемонстрировало хорошее совпадение с результатами теоретического анализа. Эксперименты подтвердили качественное различие поведения коэффициентов прохождения в окрестности брэгговской частоты в случае нормального и наклонного падения внешней волны. В последнем случае продемонстрировано возбуждение высокодобротных мод в центре брэгговской полосы [38]. Формирование мод внутри брэгговской полосы в отсутствие дефектов гофрировки является отличительной особенностью двумерных брэгговских структур в сравнении как с их одномерными аналогами [15–18], так и двумерными фотонными структурами [40, 41], интенсивное исследование которых ведется в настоящее время.

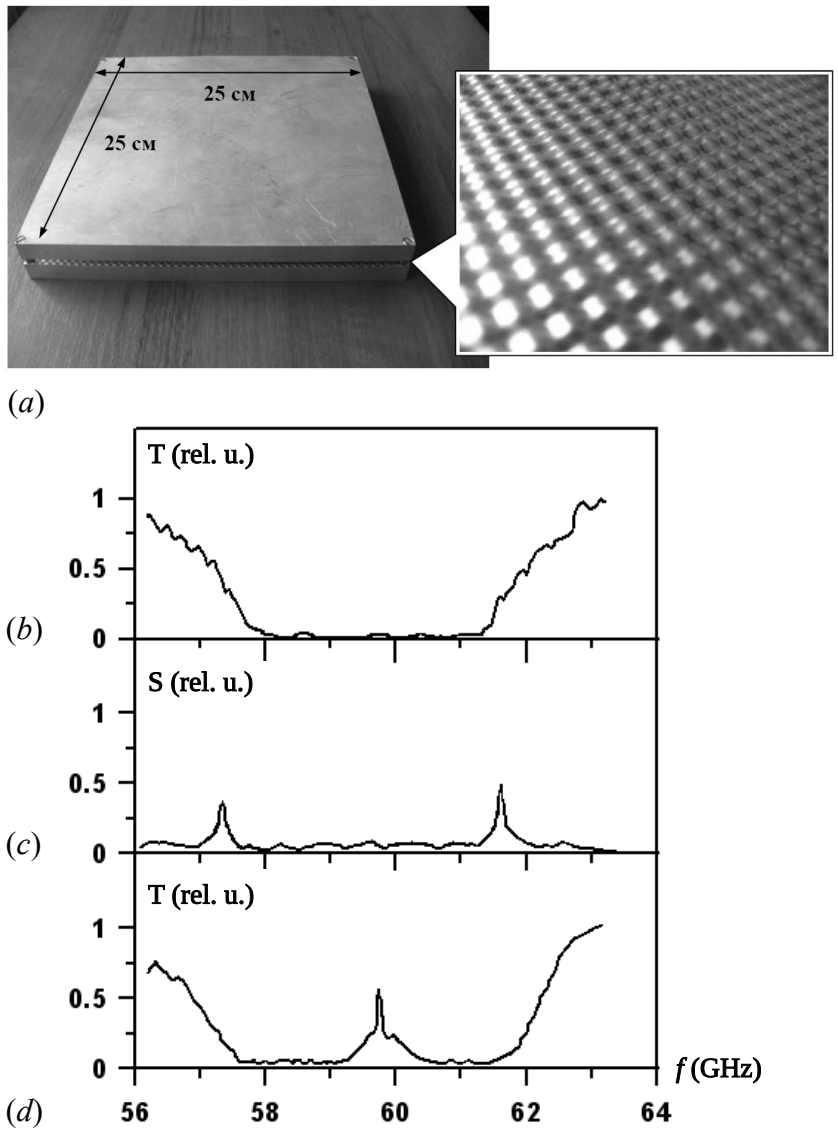


Рис. 7. (*a*) Фотография планарного брэгговского резонатора с двумерной синусоидальной гофрировкой и результаты «холодных» электродинамических тестов: частотные зависимости (*b*) коэффициента прохождения T и (*c*) поперечного рассеяния S в случае нормального падения и (*d*) коэффициента прохождения T в случае наклонного падения плоского волнового пучка [38]

Fig. 7. (*a*) Photograph of planar Bragg resonator with 2D sinusoidal corrugation and results of «cold» measurements of (*b*) transmission and (*c*) transverse scattering coefficients for normal incidence of plane wave-beam and (*d*) transmission coefficient for inclined incidence of plane wave-beam [38]

2. Нелинейная динамика планарных МСЭ с двумерной распределенной обратной связью

2.1. МСЭ с односекционным двумерным брэгговским резонатором. Рассмотрим процесс возбуждения односекционного двумерного брэгговского резонатора (изображенного на рис. 1, *а*) ленточным РЭП. Считаем, что только парциальная волна $\mathbf{A}_+$ в условиях синхронизма

$$\omega - hv_{\parallel} = \Omega_b \tag{24}$$

взаимодействует с электронным пучком, движущимся в $+z$ направлении со скоростью $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ и осциллирующим в поле ондулятора с баунс-частотой $\Omega_b = h_u v_{\parallel}$ ($h_u = 2\pi/d_u$, d_u – период ондулятора). Процесс рассеяния парциальных волн на двумерной гофрировке с учетом возбуждения синхронной волны электронным потоком может быть описан следующими уравнениями для медленно меняющихся амплитуд $\mathbf{A}_{\pm}(x,z,t)$, $\mathbf{B}_{\pm}(x,z,t)$ [42,43]

$$\begin{gathered}
\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\hat{A}_+ + \sigma\hat{A}_+ + i\hat{\alpha}_{2\text{D}}(\hat{B}_+ + \hat{B}_-) = J\cdot F(X),\\
\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\hat{A}_- - \sigma\hat{A}_- + i\hat{\alpha}_{2\text{D}}(\hat{B}_+ + \hat{B}_-) = 0,\\
\left(\pm\frac{\partial}{\partial X} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\hat{B}_{\pm} \pm \sigma\hat{B}_{\pm} + i\hat{\alpha}_{2\text{D}}(\hat{A}_+ + \hat{A}_-) = 0.
\end{gathered} \tag{25}$$

При записи (25) предполагалось, что все связанные парциальные волны (2) имеют одинаковый поперечный индекс и одинаковые продольные волновые числа, и выполнено условие брэгговского резонанса (5).

Амплитуда электронного ВЧ-тока $J \approx (1/\pi)\int_0^{2\pi} e^{-i\theta}d\theta_0$ определяется из усредненных уравнений движения электронов, которые могут быть представлены в виде, универсальном для приборов с преобладающей инерционной группировкой частиц (см. подробнее [44]):

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta = \text{Re}\left(\hat{A}_+ e^{i\theta}\right) \tag{26}$$

(в численном моделировании полагалось $v_{\parallel} = v_{\text{gr}}$). Здесь использованы следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = \bar{\omega}tC$, $Z = \bar{h}zC$, $X = \bar{h}xC$, $\left(\hat{A}_{\pm}; \hat{B}_{\pm}\right) = eK\mu\left(\mathbf{A}_{\pm}; \mathbf{B}_{\pm}\right)/mc\bar{\omega}\gamma_0 C^2$, $\hat{\alpha}_{2\text{D}} = \alpha_{2\text{D}}/\bar{h}C$, $\theta = \bar{\omega}t - \bar{h}z - h_u z$ – фаза электронов относительно синхронной волны,

$$C = \left(\frac{eI_0}{mc^3}\frac{\lambda^2\mu K^2}{2\pi\gamma a_0}\right)^{\frac{1}{3}} -$$

параметр усиления (параметр Пирса), I_0 – погонный ток пучка, $F(X)$ – функция, описывающая распределение плотности электронного потока по «протяженной» поперечной координате x, σ – коэффициент омических потерь[1]. Параметр инерционной группировки μ и коэффициент

[1] Следует отметить, что учет потерь является принципиально важным фактором при описании закрытых в поперечном направлении систем, рассмотренных далее в п. 2.2 и п. 2.3, а также коаксиальных МСЭ с двумерной РОС (см. ниже, раздел 4). В то же время для открытых планарных систем омические потери не имеют существенного значения, и можно положить $\sigma = 0$.

связи электронов с волной K в режимах, удаленных от циклотронного резонанса, определяются соотношениями [44]

$$\mu = \gamma_0^{-2} + \frac{\alpha_u^2(1+q^2)}{4\gamma_0^2(1-q^2)^2}, \qquad K = \frac{\alpha_u q}{2\gamma_0(1-q^2)}, \tag{27}$$

$\alpha_u = eH_u/h_u mc^2$, $q = \omega_{\text{H}0}/\gamma_0\Omega_b$, $\omega_{\text{H}0} = eH_0/mc$ – нерелятивистская гирочастота, H_u и H_0 – напряженности ондуляторного и ведущего магнитного поля, соответственно.

Интегральный КПД равен

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})}\hat{\eta}, \qquad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi L_x}\int\limits_{-L_x/2}^{+L_x/2} dX \int\limits_0^{2\pi}\left(\frac{\partial\theta}{\partial Z}+\Delta\right)\Big|_{Z=+L_z/2} d\theta_0. \tag{28}$$

На границах резонатора для парциальных волн по-прежнему предполагаем отсутствие электромагнитных потоков извне (13), граничные условия для первоначально стационарного моноэнергетического электронного потока имеют вид

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \qquad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_\parallel}\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\theta\Big|_{Z=0} = \Delta, \tag{29}$$

где $\Delta = (\bar{\omega} - \bar{h}c - h_u c)/\bar{\omega}C$ – начальная расстройка синхронизма на несущей частоте, в качестве которой выбрана брэгговская частота (8) $\bar{\omega}$.

Результаты моделирования пространственно-временной динамики планарного МСЭ на основе односекционного двумерного брэгговского резонатора и ленточного РЭП представлены на рис. 8 и при оптимальных параметрах демонстрируют установление режима стационарной одномодовой генерации (рис. 8, *a*). Структуры полей парциальных волн $\mathbf{A}_\pm$ и $\mathbf{B}_\pm$ в стационарном режиме (рис. 8, *b*) близки к структурам соответствующих парциальных волн наиболее добротной моды $\{m = 0, n = 1\}$ двумерного брэгговского резонатора (ср. с рис. 3, *a*), частота генерации совпадает с брэгговской частотой. Условие самовозбуждения для указанной моды при $\Delta L_z \approx \pi$ может быть записано в виде $\hat{\alpha}_{2\text{D}}^2 L_x L_z^4 \geqslant 250$. Подчеркнем, что пространственное распределение поля синхронной волны $\mathbf{A}_+$ не зависит от поперечной координаты и, следовательно, эффективность энергообмена с ВЧ полем у всех частей электронного потока одинакова.

Принципиальным вопросом для рассматриваемой схемы МСЭ является вопрос о предельно допустимых поперечных размерах генератора, при которых может осуществляться режим синхронизации излучения ленточного РЭП. Согласно уравнениям (25), в стационарных условиях ($\partial/\partial\tau = 0$) при возбуждении основной моды электронный КПД и пространственные распределения полей остаются неизменными при выполнении условий $\hat{\alpha}_{2\text{D}}^2 L_x = \text{const}$, $L_z = \text{const}$. Подобная автомодельность позволяет увеличивать ширину пространства взаимодействия L_x за счет снижения коэффициента связи волн $\alpha_{2\text{D}}$ (например, уменьшая глубину гофра a_1). Численное моделирование нестационарных уравнений (25) показывает, что при $L_z \leqslant 5$ найденный режим синхронизации оказывается устойчивым, по крайней мере, до значений $L_x \leqslant 30$ (что при параметре Пирса $C \approx 10^{-2}$ соответствует $L_x/\lambda \approx 10^3$)[2]. Однако время установления увеличивается с ростом ширины системы (см. рис. 8, *a*) [42, 43].

При увеличении тока пучка над порогом генерации, когда выполнено условие $\hat{\alpha}_{2\text{D}}^2 L_x^2 L_z^4/(L_x + L_z) \geqslant 500$, в полосе расстроек $(\Delta \pm 2\alpha_{2\text{D}})L_z \approx \pi$ наблюдалось возбуждение высших мод двумерного брэгговского резонатора (например, с одной вариацией поля по обеим

[2] Указанное ограничение поперечных размеров вызвано не физическими факторами, а ограниченностью оперативной памяти компьютера, использованного для численного моделирования.

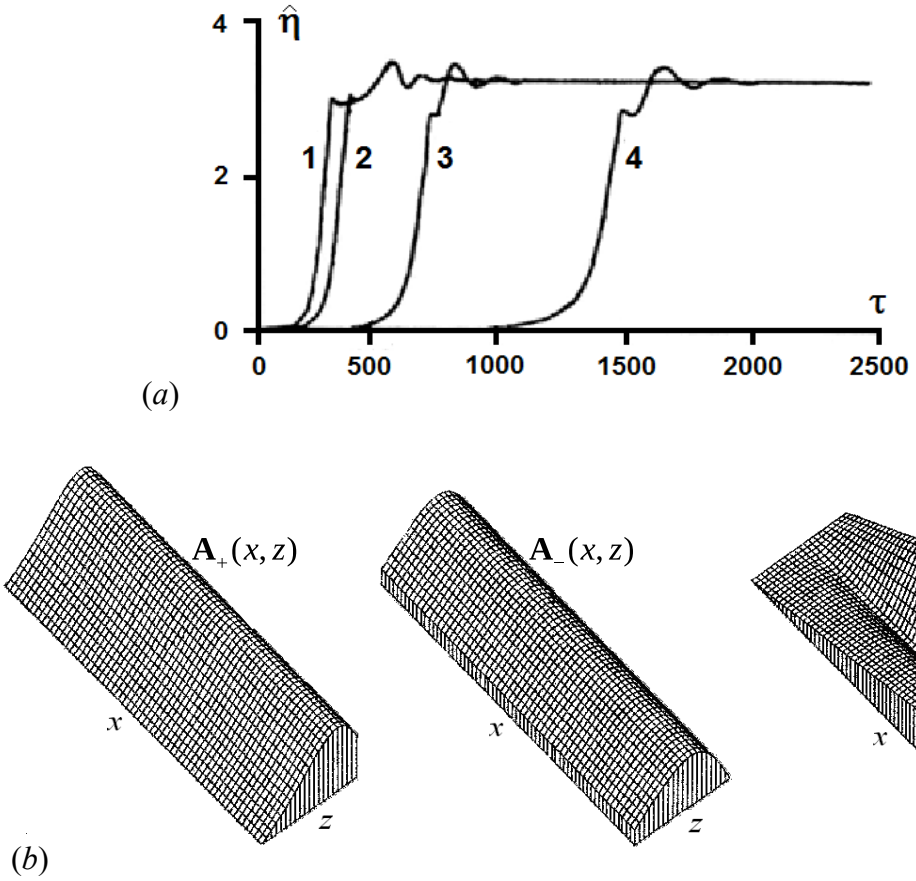


Рис. 8. Моделирование процесса установления автоколебаний в планарном МСЭ на основе односекционного двумерного брэгговского резонатора и ленточного РЭП: (*a*) зависимость приведенного КПД от времени при оптимальных параметрах: 1 – $L_x = 0.8$, 2 – $L_x = 3.2$, 3 – $L_x = 12.8$, 4 – $L_x = 28.8$ ($L_z = 4.0$, $\hat{\alpha}^2_{2D} L_x = 1.25$, $\Delta = -1.8$), а также (*b*) пространственное распределение амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации (параметры соответствуют кривой «3» на рис. (*a*)) [43]

Fig. 8. Simulations of the process of establishment of self-oscillations in planar FEM based on a single-section 2D Bragg resonator and sheet REB: (*a*) dependence of the normalized efficiency on time at the optimal parameters when 1 – $L_x = 0.8$, 2 – $L_x = 3.2$, 3 – $L_x = 12.8$, 4 – $L_x = 28.8$ ($L_z = 4.0$, $\hat{\alpha}^2_{2D} L_x = 1.25$, $\Delta = -1.8$), as well as (*b*) spatial structures of the partial waves amplitudes in the stationary regime of oscillations (for parameters corresponding to the curve «3» in fig. (*a*)) [43]

координатам $m = n = 1$). При большем превышении над порогом возникают автомодуляционные и стохастические режимы генерации.

Основываясь на полученных результатах, оценим возможность создания МСЭ-генератора W-диапазона ($f \approx 75$ ГГц) на базе полномасштабного ленточного РЭП, формируемого ускорителем «У-2» (ИЯФ СО РАН), с энергией частиц $\sim$1 МэВ, погонным током до 1 кА/см и поперечным сечением 140×1 см, энергосодержание в котором при микросекундной длительности достигает 0.5 МДж [2, 3]. Пусть период ондулятора равен 4 см, осцилляторная скорость частиц $\beta_\perp \approx 0.2$ ($K \approx 0.3$) достигается при $H_u \approx 1$ кЭ, $H_0 \approx 10$ кЭ, параметр $\mu \approx \gamma_0^{-2} \approx 0.1$. В данных условиях при расстоянии (зазоре) между пластинами a_0 ≈2–3 см параметр усиления $C \approx 6 \cdot 10^{-3}$. При указанных параметрах кривой 3 на рис. 8, *a* соответствует длина резонатора 50 см и ширина 150 см. Период гофрировки составляет около 0.3 см, глубина 0.04 см. При КПД 10% мощность излучения будет достигать 10 ГВт, время установления колебаний $\sim$150 нс [30].

Следует, однако, отметить, что при использовании полномасштабного РЭП, формируемого ускорителем «У-2», зазор между пластинами должен быть достаточно большим в масштабе дли-

ны волны, порядка $(5\ldots10)\lambda$, что приводит к сближению зон брэгговского отражения для волн, характеризующихся различным числом вариаций по «узкой» (направленной между пластинами резонатора) поперечной координате y. Как уже отмечалось выше в п. 1.1, для увеличения селективности резонатора по указанной поперечной координате в качестве поперечных волновых потоков $\mathbf{B}_{\pm}$ могут быть использованы волны с малыми групповыми скоростями (ср. с [35, 36]). Перспективным для обеспечения селективности по двум поперечным координатам представляется также использование двухзеркальных схем, в которых на входе используется так называемое модифицированное брэгговское зеркало, обеспечивающее селекцию по «узкой» поперечной координате до $(10\ldots20)\lambda$, а на выходе – двумерное брэгговское зеркало, способное обеспечить синхронизацию излучения по «широкой» координате вплоть до $(10^2\ldots10^3)\lambda$ [45].

Поток энергии из двумерного брэгговского резонатора имеет четыре компоненты, что создает трудности при практической реализации МСЭ на его основе. Одним из возможных решений данной проблемы является использование дополнительных брэгговских дефлекторов, которые позволяют обеспечить однонаправленный вывод излучения из генератора [34, 46].

2.2. МСЭ с комбинированным резонатором, составленным из одномерного и двумерного брэгговских зеркал. Проведенный выше анализ динамики МСЭ с односекционным двумерным брэгговским резонатором показал, что установление стационарного одночастотного режима генерации возможно при практически произвольных ширинах электронного потока. При оптимальном выборе параметров с ростом ширины системы увеличивается только время переходных процессов. Вместе с тем, рассмотренная простейшая схема обладает рядом недостатков, основным из которых является сравнительно большая величина поперечных волновых потоков. Эти потоки могут приводить к большим омическим потерям и снижению электропрочности, а использование для их вывода вышеупомянутых дефлекторов требует дополнительного увеличения поперечных размеров генератора, что ограничено размерами магнитной системы.

Для решения указанной проблемы целесообразно использование двухзеркальных резонаторов комбинированного типа [47]. В такой схеме (рис. 9, *а*) расположенное на катодном конце двумерное брэгговское зеркало обеспечивает синхронизацию излучения поперек ленточного электронного потока. При этом на противоположном, коллекторном, конце оказывается достаточным использование традиционного одномерного брэгговского зеркала, отражающего относительно небольшую часть мощности выходного излучения и обеспечивающего замыкание кольца обратной связи. Процесс усиления излучения, в основном, происходит после входного зеркала, и преобладающая часть мощности, излучаемой электронным потоком, высвечивается в направлении поступательного движения частиц. Таким образом, даже в случае закрытой в поперечном направлении системы, представленной на рис. 9, *а*, только небольшая доля мощности, ассоциированная с поперечными волновыми потоками в двумерной брэгговской структуре, уходит в омические потери или рассеивается.

Для моделирования динамики МСЭ с комбинированным брэгговским резонатором будем использовать приближение геометрической оптики. Входное двумерное зеркало, гофрированное по закону (1), обеспечивает связь четырех взаимно-перпендикулярных парциальных волновых потоков (2) в условиях брэгговского резонанса (5). Взаимное рассеяние этих волн на брэгговской структуре с учетом возбуждения электронным потоком синхронной волны $\mathbf{A}_{+}$ будем описывать уравнениями (25) с граничными условиями

$$\hat{A}_{+}\Big|_{Z=0} = 0, \qquad (\hat{B}_{+} + R\hat{B}_{-})\Big|_{X=0} = 0, \qquad (\hat{B}_{-} + R\hat{B}_{+})\Big|_{X=L_x} = 0, \tag{30}$$

где $R \leqslant 1$ – коэффициент отражения для волн $\mathbf{B}_{\pm}$ от боковых стенок резонатора.

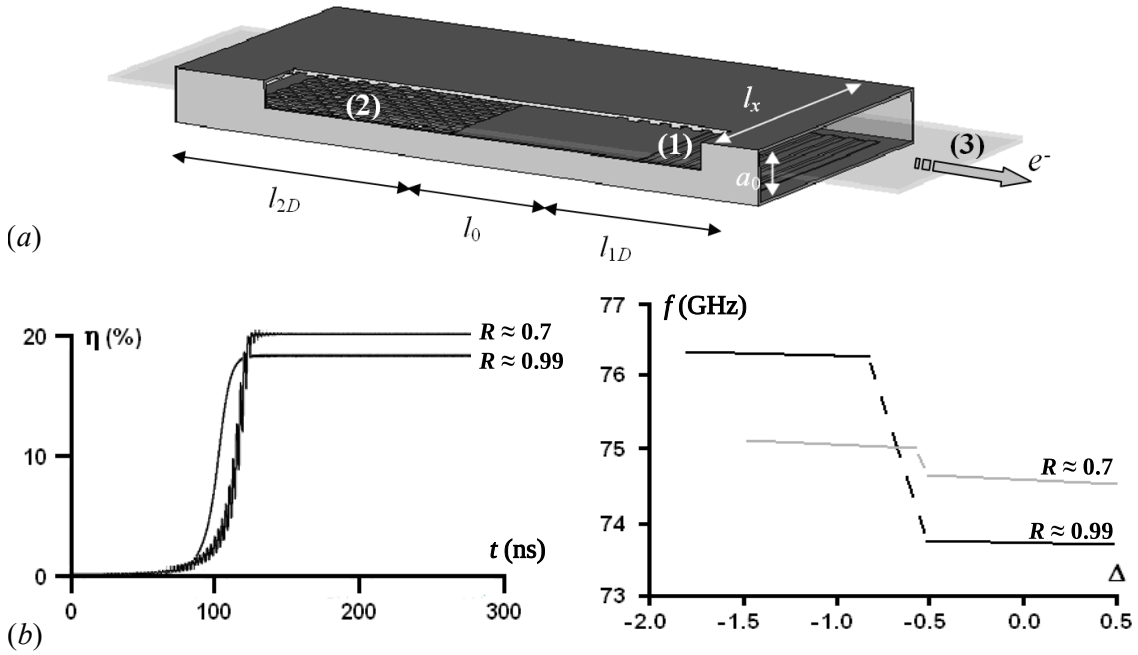


Рис. 9. (*a*) Схема планарного МСЭ-генератора на основе комбинированного резонатора, формируемого одномерным (1) и двумерным (2) брэгговскими зеркалами, и ленточного РЭП (3). (*b*) Результаты моделировании при боковых стенках полностью ($R \approx 0.99$) или частично ($R \approx 0.7$) закрытых для поперечных волновых потоков: установление стационарного режима генерации при оптимальных параметрах (слева) и зависимость частоты стационарной генерации от расстройки синхронизма (справа)

Fig. 9. (*a*) Scheme of planar FEM-oscillator based on combined resonator formed by «traditional» 1D (1) and 2D (2) Bragg reflectors and driven by sheet REB (3). (*b*) Result of simulations of such FEM in the case of high ($R \approx 0.99$) and moderate ($R \approx 0.7$) side walls reflections: establishment of stationary regime of oscillations at the optimal parameters (left) and dependence of the oscillation frequency in the stationary regime on the synchronism detuning (right)

Выходное планарное одномерное брэгговское зеркало

$$a = \frac{a_{1D}}{2}\cos(\bar{h}_{1D}z) \tag{31}$$

($\bar{h}_{1D} = 2\pi/d_{1D}$, a_{1D}, d_{1D} – глубина и период одномерной гофрировки соответственно) обеспечивает связь двух парциальных волн прямоугольного волновода

$$\vec{E} = \vec{E}^0\,\mathrm{Re}\left(\left[\mathbf{A}_+e^{-ihz} + \mathbf{A}_-e^{ihz}\right]e^{i\bar{\omega}t}\right), \tag{32}$$

распространяющихся в попутном и встречном по отношению к поступательной скорости пучка направлениях. При этом условие «одномерного» брэгговского резонанса [31, 32] принимает вид

$$2h \approx \bar{h}_{1D}. \tag{33}$$

Для одновременного выполнения условий двумерного (5) и одномерного (33) брэгговских резонансов волны $\mathbf{A}_\pm$ в обоих зеркалах должны быть одного типа и, кроме того, необходимо выполнение условия $\bar{h}_{2D} = \bar{h}_{1D}/2$, при котором периоды двумерной d_{2D} и одномерной d_{1D} гофрировок связаны соотношением $d_{2D} = \sqrt{2}d_{1D}$.

Связь волн в планарной брэгговской структуре с однопериодической гофрировкой (31) описывается уравнениями (см., например, [48])

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z}+\frac{1}{\beta_{\text{gr}}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\hat{A}_{+}+\sigma\hat{A}_{+}+i\hat{\alpha}_{\text{1D}}\hat{A}_{-}=J\cdot F(X),$$
$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z}+\frac{1}{\beta_{\text{gr}}}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\hat{A}_{-}-\sigma\hat{A}_{-}+i\hat{\alpha}_{\text{1D}}\hat{A}_{+}=0, \tag{34}$$

с граничным условием на ее выходе

$$\hat{A}_{-}\Big|_{Z=L_z}=0, \tag{35}$$

где $l_z=l_{\text{2D}}+l_0+l_{\text{1D}}$ – полная длина резонатора (см. рис. 9, *a*). В регулярной части резонатора процесс усиления волны $\mathbf{A}_{+}$ описывается аналогичным уравнением, где коэффициент связи волн следует положить равным нулю. При этом амплитуды парциальных волн $\mathbf{A}_{\pm}$ следует считать непрерывными на границах различных секций. Движения частиц в поле синхронной волны $\mathbf{A}_{+}$ описывается универсальными уравнениями (26).

Моделирование планарного МСЭ с комбинированным резонатором проводилось в условиях, близких к параметрам экспериментов на базе ускорителя «ЭЛМИ», описанных далее в разделе 3, при следующей геометрии: $l_{\text{2D}}=18$ см, $l_0=32$ см, $l_{\text{1D}}=10$ см, $l_x=12$ см, $\alpha_{\text{2D}}\approx\alpha_{\text{1D}}\approx 0.07$ см$^{-1}$. Следует отметить, что спектр мод резонатора данного типа является более сложным по сравнению с рассмотренной выше односекционной схемой и характеризуется наличием нескольких семейств мод, определяемых продольным и поперечным индексами. В качестве рабочих мод были выбраны моды с частотами вблизи 75 ГГц, расположенные внутри полосы отражения брэгговских структур и отличающиеся числом продольных вариаций поля (называемые далее «продольными» модами). Помимо данного семейства в спектре собственных мод комбинированного резонатора при наличии полных или частичных отражений для поперечных электромагнитных потоков присутствуют дополнительные моды в районе 73 и 77 ГГц. Эти паразитные моды расположены за пределами полосы брэгговского отражения и в отсутствие гофрировки ассоциируются с запертыми между боковыми стенками резонатора поперечными волновыми потоками (для определенности назовем их «поперечными» модами). Брэгговская структура связывает поперечные и продольные потоки, тем самым уменьшая добротность этих мод [43]. Вместе с тем, электроны взаимодействуют с попутной синхронной волной, обеспечивая тем самым возможность возбуждения указанных «паразитных» мод.

Результаты моделирования МСЭ на основе комбинированного двухзеркального резонатора при различных условиях на торцах резонатора для поперечно распространяющихся волновых потоков представлены на рис. 9, *b*. В случае «закрытой» ($R\approx 0.99$) в поперечном направлении системы при фиксированной расстройке синхронизма Δ, определяемой продольной скоростью (энергией) частиц, происходит установление стационарного режима генерации (рис. 9, *b*, слева) на одной из запертых «поперечных» мод резонатора с частотой 76.3 ГГц. КПД в оптимальных условиях достигает 20%. В то же время, при вариации Δ происходит скачкообразное изменение частоты (рис. 9, *b*, справа). Это свидетельствует о неустойчивости режима генерации при изменении параметров пучка и, в частности, рабочего напряжения, которое для сильноточных РЭП может изменяться как в течение импульса, так и от импульса к импульсу. Изменение параметра Δ на единицу при выбранных параметрах соответствует изменению энергии электронов примерно на 10%. Показанный на рис. 9, *b* перескок частоты происходит между различными «поперечными» модами, разница частот которых составляет около 3 ГГц, что согласуется с результатами экспериментального исследования [49].

В случае «частично закрытой» системы $R \approx 0.7$ (которая в условиях эксперимента может реализоваться нанесением поглотителя на торцевые стенки двумерного зеркала) при фиксированном параметре Δ зависимость электронного КПД от времени также демонстрирует установление режима стационарной одномодовой генерации, а изменение Δ сопровождается скачкообразным изменением частоты (см. рис. 9, *b*). Однако в этом случае перескоки частоты происходят между модами резонатора с различными продольными индексами, разница частот которых составляет примерно 200 МГц, что существенно меньше, чем в случае «закрытого» резонатора. Таким образом, для стабилизации частоты генерации целесообразно вносить определенные потери для поперечных потоков электромагнитных волн в «двумерном» брэгговском зеркале. Это приводит к подавлению генерации на модах, образованных отражениями от торцов двумерного зеркала («поперечных» модах) и увеличивает стабильность возбуждения мод, образованных одномерным и двумерным брэгговскими отражателями – «продольных» мод.

2.3. Многопучковый планарный МСЭ-генератор. Развитием идеи использования двумерной РОС может служить многопучковый генератор [50], представляющий собой совокупность синфазно работающих генераторных или усилительных модулей в виде планарных МСЭ, примыкающих друг к другу и, тем самым, создающих единое устройство с многослойной электродинамической структурой и пространством взаимодействия, развитым по двум поперечным координатам. В данном разделе показано, что синхронизация фазы колебаний может быть осуществлена путем связи различных модулей через поперечные (по отношению к направлению поступательного движения частиц) потоки электромагнитной энергии, которые возникают в двумерных брэгговских структурах.

Схема многомодульного МСЭ-генератора, основанного на использовании двумерной РОС, изображена на рис. 10, *a*. Предполагается, что модули запитываются независимыми ленточным РЭП, фокусируемыми ведущим магнитным полем, раскачка рабочих осцилляций частиц осуществляется в поле планарного ондулятора, примыкающего к каждому из модулей. Различные модули связаны последовательно через поперечные потоки энергии, возникающие в двумерных брэгговских структурах. Цепь обратной связи формируется замыканием крайних (первого и последнего) модулей. Таким образом, различные модули оказываются фактически связанными в кольцо, и процесс синхронизации автоколебаний в многомодульном генераторе в значительной степени аналогичен процессу синхронизации в МСЭ-генераторе с двумерным брэгговским резонатором коаксиальной геометрии (см. далее, раздел 4).

Моделирование многомодульного МСЭ на основе односекционных двумерных брэгговских структур [50] проводилось при параметрах, близких к условиям формирования РЭП на ускорителе «ЭЛМИ»: ширина модулей выбиралась $L_x = 1.2$ (что соответствует физической ширине $l_x = 20$ см), длина модулей $L_z = 6.8$ ($l_z = 110$ см), $\alpha_{2D} \approx 0.01$ см$^{-1}$, время распространения волны между модулями составляло приблизительно 0.7 нс, омические потери в волноводах связи принимались около 5%.

Установление стационарного режима генерации в системе из 6 связанных МСЭ-модулей иллюстрирует рис. 10, *b*. Частота в стационарном режиме генерации близка к частоте точного брэгговского резонанса. Важно подчеркнуть, что синхронизация наблюдалась даже в условиях, когда в разных модулях инжектировались РЭП с несколько различающимися энергиями (то есть разными значениями расстроек синхронизма Δ). При указанной геометрии самовозбуждение и синхронизация различных модулей имела место, пока относительный разброс расстроек составлял до 50% ширины полосы самовозбуждения. Далее автоколебания срывались. Сценарии, в которых режим синхронизации нарушался и отдельные модули генерировали на различных частотах, в проведенном моделировании не наблюдались.

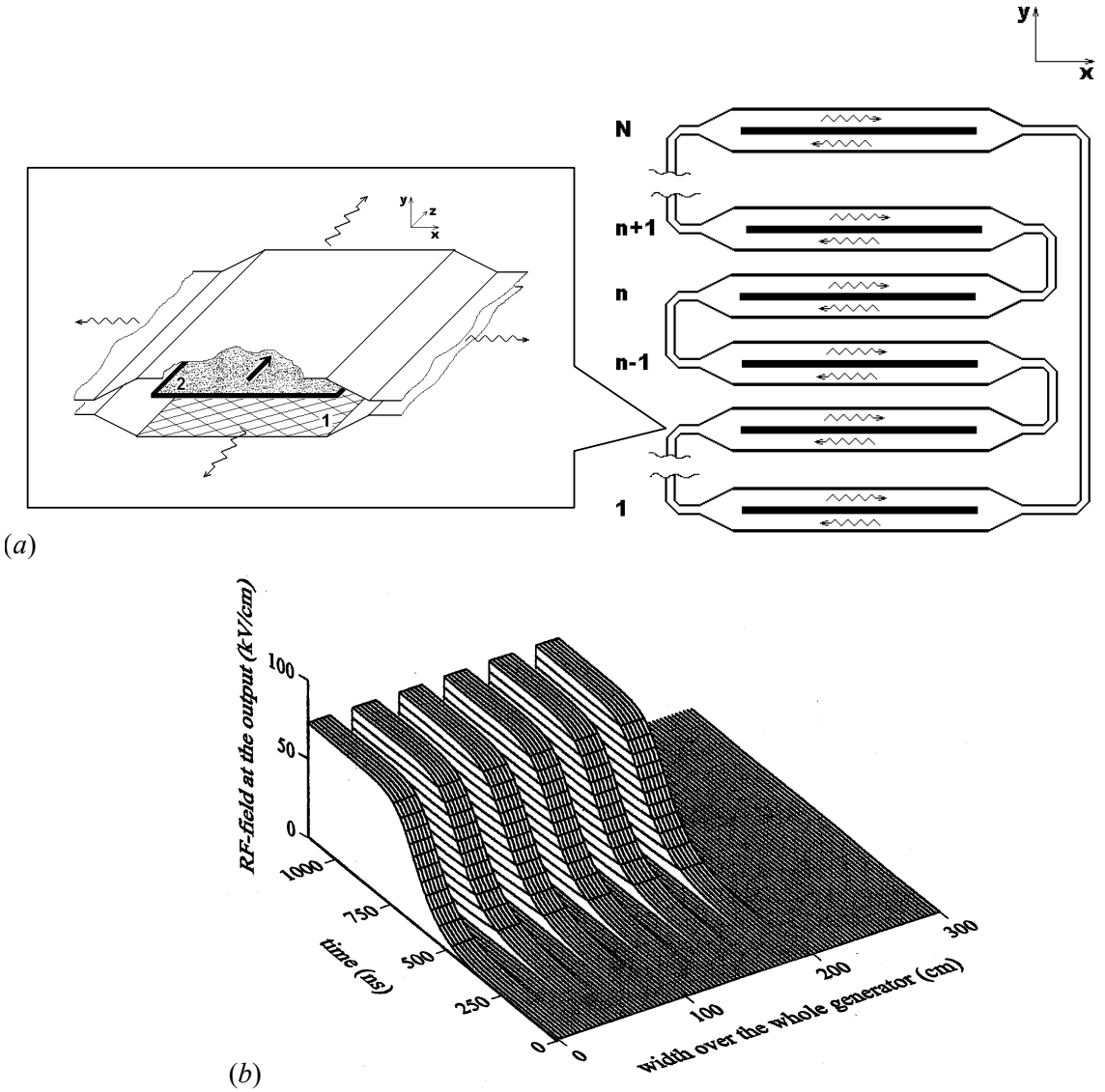


Рис. 10. (*a*) Схема многопучкового МСЭ, состоящего из N планарных модулей, синхронизуемых двумерной РОС (в каждом модуле показано поперечное сечение ленточного РЭП и направление поперечных потоков электромагнитной энергии; на выноске показана схема отдельного модуля, основанного на использовании двумерного брэгговского резонатора «1» и запитываемого ленточным РЭП «2»). (*b*) Результаты моделирования 6-модульного МСЭ при параметрах, близких к условиям экспериментов на ускорителе «ЭЛМИ»: зависимость амплитуды поля от времени на выходе генератора [50]

Fig. 10. (*a*) Scheme of multi-beam FEM consisting of N planar modules synchronized by 2D distributed feedback (in each module the cross-section of sheet relativistic electron beam and directions of propagation of the transverse electromagnetic fluxes are shown). The inset represents schematic of a separate module based on the use of 2D Bragg resonator «1» and driven by sheet REB «2». (*b*) Results of simulations of the 6-module FEM with parameters close to the experimental conditions at the ELMI accelerator: dependence of RF-field amplitude on time at the oscillator output [50]

Вместе с тем, для уменьшения амплитуды полей поперечно распространяющихся волн, циркулирующих в системе, и связанных с этими волнами омическими потерями, более перспективным для реализации многоканальных МСЭ является использование секционированных схем резонаторов, которые аналогично одноканальным генераторам, рассмотренным в п. 2.2, включают двумерные и одномерные брэгговские структуры.

Следует отметить, что поперечная синхронизация излучения в генераторе путем замыкания поперечных волновых потоков с правого и левого конца пространства взаимодействия может быть эффективна [51] и в случае одного модуля (см. рис. 11, *a*). Параметры РЭП при моделировании также соответствовали пучкам, формируемым на ускорителе «ЭЛМИ». Была выбрана следующая геометрия комбинированного двухзеркального резонатора: ширина системы $l_x = 12$ см, длины двумерной и одномерной структур $l_{2D} = 18$ см и $l_{1D} = 10$ см соответственно, длина регулярной части $l_0 = 32$ см, длина волноводов связи $l_{coupl} = 24$ см, коэффициенты связи волн $\alpha_{2D} \approx \alpha_{1D} \approx 0.04$ см$^{-1}$. Моделирование показало, что при оптимальных параметрах имеет место установление стационарного одночастотного режима генерации при любых значениях расстройки синхронизма Δ в области самовозбуждения генератора. Однако КПД при этом заметно меняется (рис. 11, *b*). Максимальный КПД 20% достигается на границе области самовозбуждения при $\Delta \approx -1.5$ и обеспечивается благоприятной структурой поля синхронной

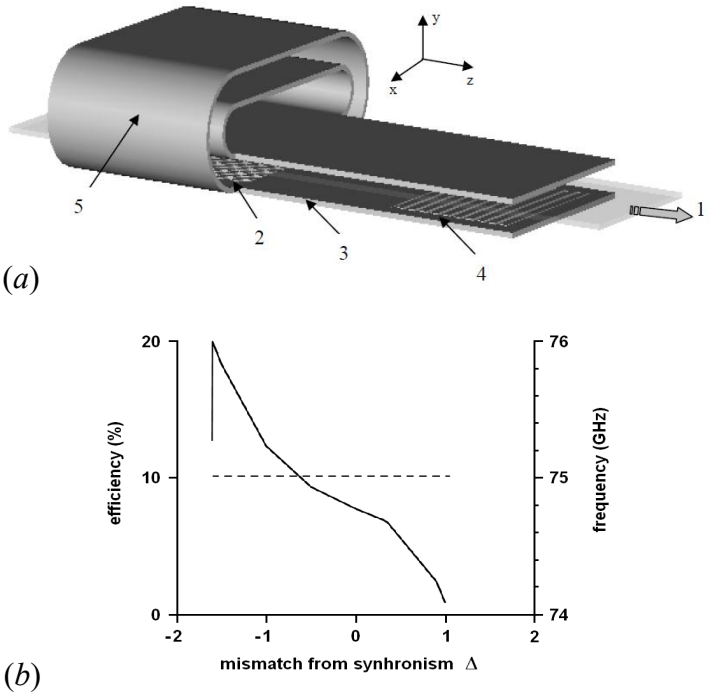


Рис. 11. (*a*) Схема МСЭ-генератора с комбинированным брэгговским резонатором, в котором поперечные потоки электромагнитной энергии замкнуты волноводом связи (1 – ленточный РЭП, 2 – двумерное брэгговское зеркало, 3 – регулярная секция, 4 – одномерное брэгговское зеркало, 5 – волновод связи) и (*b*) результаты его моделирования: зависимость КПД (сплошная кривая) и частоты генерации (штриховая линия) в стационарном режиме от расстройки синхронизма Δ [51]

Fig. 11. (*a*) Scheme of FEM-oscillator with combined Bragg resonator providing circulation of the transverse wave-fluxes by using a coupling waveguide (1 – sheet REB, 2 – two-dimensional Bragg reflector, 3 – regular waveguide section, 4 – «traditional» one-dimensional Bragg reflector, 5 – coupling waveguide) and (*b*) results of its simulations: dependence of the efficiency (solid curve) and the oscillation frequency (dashed curve) in stationary regime on the synchronism detuning Δ [51]

волны A_+ по продольной координате. Амплитуда волны A_+ на выходе резонатора в несколько раз превышает амплитуды остальных парциальных волн, и около 93% излученной электронным пучком энергии выносится с попутной синхронной волной, омические потери составляют не более 7%. Важно подчеркнуть, что частота генерации практически не меняется при изменении расстройки синхронизма Δ (см. рис. 11, *b*) и близка к частоте точного брэгговского резонанса, что свидетельствует об устойчивости режима одномодовой генерации по отношению к изменениям параметров пучка.

3. Экспериментальное исследование планарного 75-ГГц МСЭ с двумерной распределенной обратной связью

Эксперименты по созданию планарных МСЭ с двумерной РОС проводились в сотрудничестве ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН на базе специализированного сильноточного ускорителя «ЭЛМИ». В ходе этих исследований были реализованы схемы как с одним, так и с двумя параллельными ленточными РЭП, для синхронизации излучения которых использовались комбинированные резонаторы на основе двумерного и одномерного брэгговских зеркал, обеспечивающих механизм двумерной РОС [49, 52]. Для создания двумерных брэгговских структур в ИЯФ была развита фотохимическая технология изготовления пластин с шахматной гофрировкой, которые хорошо аппроксимируют «идеальный» синусоидальный профиль. В согласии с проведенным моделированием (см. п. 2.2), в «закрытой» в поперечном направлении системе наблюдалась генерация, соответствующая возбуждению так называемых «поперечных» мод с частотами около 73 и 77 ГГц. Установка на боковых торцах двумерной брэгговской структуры поглотителей для поперечно распространяющихся волновых потоков позволила обеспечить генерацию на «продольных» модах, частоты которых сосредоточены вблизи 75 ГГц – центральной частоты отражений входной двумерной брэгговской структуры [49].

Остановимся более детально на результатах последних экспериментов [52–54], в которых была получена максимальная мощность излучения. Генератор состоял из двух каналов (рис. 12), которые запитывались близкими по параметрам РЭП 0.8–1 МэВ / 0.5–1 кА / 1–4 мкс, генерируемыми в едином катодном узле ускорителя «ЭЛМИ». Заметим, что для экспериментальной реализации было выбрано горизонтальное расположение параллельных ленточных РЭП (в отличие от вертикальной компоновки пучков в многоканальном МСЭ, представленной на рис. 10). Пучки транспортировались в сильном (до 1.5 Тл) ведущем магнитном поле в вакуумных каналах с поперечным сечением 10×0.95 см. Сечение пучков в пространстве взаимодействия составляло 0.4×7 см. Переменное магнитное поле с периодом 4 см и амплитудой до 0.2 Тл создавалось планарным ондулятором, имеющим участок плавного пространственного включения для раскачки рабочих баунс-осцилляций частиц.

Электродинамическая система каждого модуля представляла собой комбинированный двухзеркальный резонатор. Входной (катодный) двумерный брэгговский отражатель имел длину $l_{2D} = 20$ см и был выполнен из двух медных пластин с двумерной «шахматной» гофрировкой с глубиной $a_{2D}^{chess} = 0.2$ мм и периодом по обоим направлениям $d_{2D,x} = d_{2D,z} = 4$ мм. Эта гофрировка в условиях брэгговского резонанса (5) в районе частоты 75 ГГц обеспечивала связь и взаимное рассеяние четырех парциальных ТЕМ-волн, распространяющихся в $\pm x$ и $\pm z$ направлениях. На боковых торцах резонатора были установлены рассеиватели поперечных волновых потоков с нерегулярным профилем поверхности, которые фактически обеспечивали реализацию «открытых» граничных условий на этих поверхностях. Поскольку в резонаторе двухзеркального типа амплитуды парциальных волн во входном отражателе относительно невелики, потери энергии, связанные с этими потоками, несущественны.

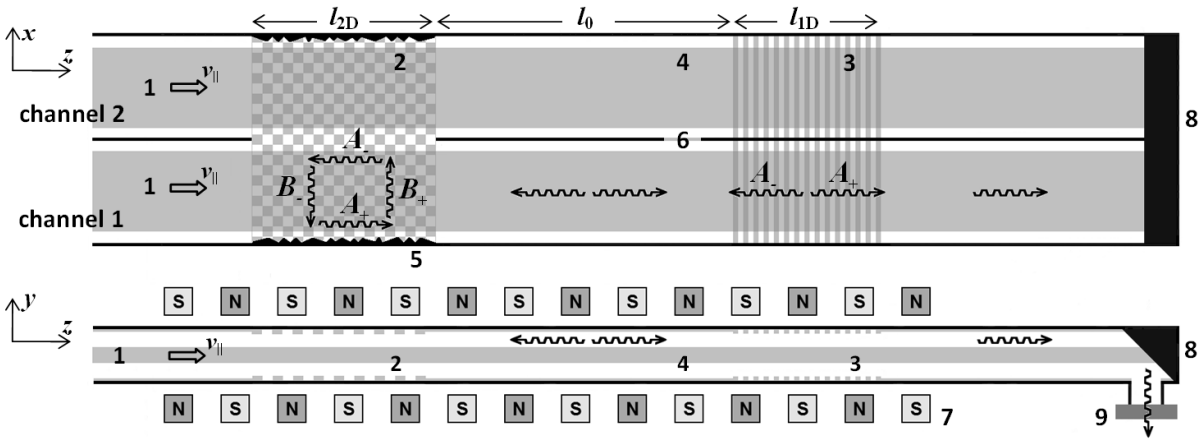


Рис. 12. Схема двухканального планарного 75-ГГц МСЭ с двумерной РОС, реализованного на базе ускорителя «ЭЛМИ» (сверху изображение в $x-z$ плоскости, внизу в $y-z$ плоскости): (1) – параллельные ленточные РЭП, (2) и (3) – входной двумерный и выходной одномерный брэгговские отражатели, (4) – секция регулярного волновода, (5) – рассеиватели поперечных волновых потоков, (6) – металлическая стенка, разделяющая каналы, (7) – планарный ондулятор (показан в $y-z$ плоскости), (8) – графитовый коллектор, (9) – выходное окно. Стрелками показаны направления волновых потоков в одном из каналов

Fig. 12. Schematic of two-beam planar FEM using 2D distributed feedback based on the ELMI accelerator (top for the $x-z$ plane and bottom for the $y-z$ plane): (1) parallel sheet REBs, (2) and (3) up-stream 2D and down-stream 1D Bragg reflectors, (4) regular waveguide section, (5) scatters for transverse wave-fluxes, (6) metal baffle separating different channels, (7) planar wiggler (shown at the $y-z$ plane), (8) graphite collector, (9) output window. The winding arrows indicate the propagation directions of the partial waves in one of the channels

Основное усиление выходящей из двумерного отражателя попутной волны A_+ сильноточными ленточными РЭП имеет место в регулярной части резонатора, длина которой составляла $l_0 = 32$ см. На выходе резонатора (с коллекторного конца) было установлено традиционное однопериодическое брэгговское зеркало, которое имело длину $l_{1D} = 20$ см и гофрировку в форме параллельных прямоугольных канавок с периодом $d_{1D} = 2$ мм и глубиной $a_{1D} = 0.07$ мм. Это зеркало обеспечивало связь двух встречно-распространяющихся волн ТЕМ-типа ($A_+ \leftrightarrow A_-$) в районе рабочей частоты 75 ГГц и переотражало небольшую часть энергии, излученной электронным пучком в катодном направлении, замыкая цепь обратной связи и обеспечивая условия самовозбуждения генератора.

После прохождения резонатора ленточный РЭП и генерируемый им СВЧ-импульс транспортировались к коллектору (см. рис. 12). Развязка электронного пучка и мощного излучения в каждом канале осуществлялась на графитовом коллекторе, плоскость которого была наклонена под углом 45° к направлению движения пучка. Поверхность графита отражала СВЧ-импульс, поворачивая его в направлении оси y.

Результаты моделирования процесса установления автоколебаний при параметрах пучка и электродинамической системы, близких к экспериментальному макету, приведены на рис. 13 (см. подробнее [54]). При оптимальных условиях имеет место установление стационарного режима генерации (рис. 13, *a*). Пространственное распределение поля по «узкой» поперечной y-координате соответствует возбуждению расчетной связки волн, сформированной модами ТЕМ-типа. Анализ структуры выходного излучения по «широкой» поперечной x-координате демонстрирует полную фазовую корреляцию и, таким образом, синхронизацию излучения каждого пространственно-развитого ленточного РЭП в отдельности и всего генератора в целом (рис. 13, *b*). Важно также отметить, что структура попутной электронам парциальной волны A_+, формируемой двумерной брэгговской структурой, практически однородна в поперечном на-

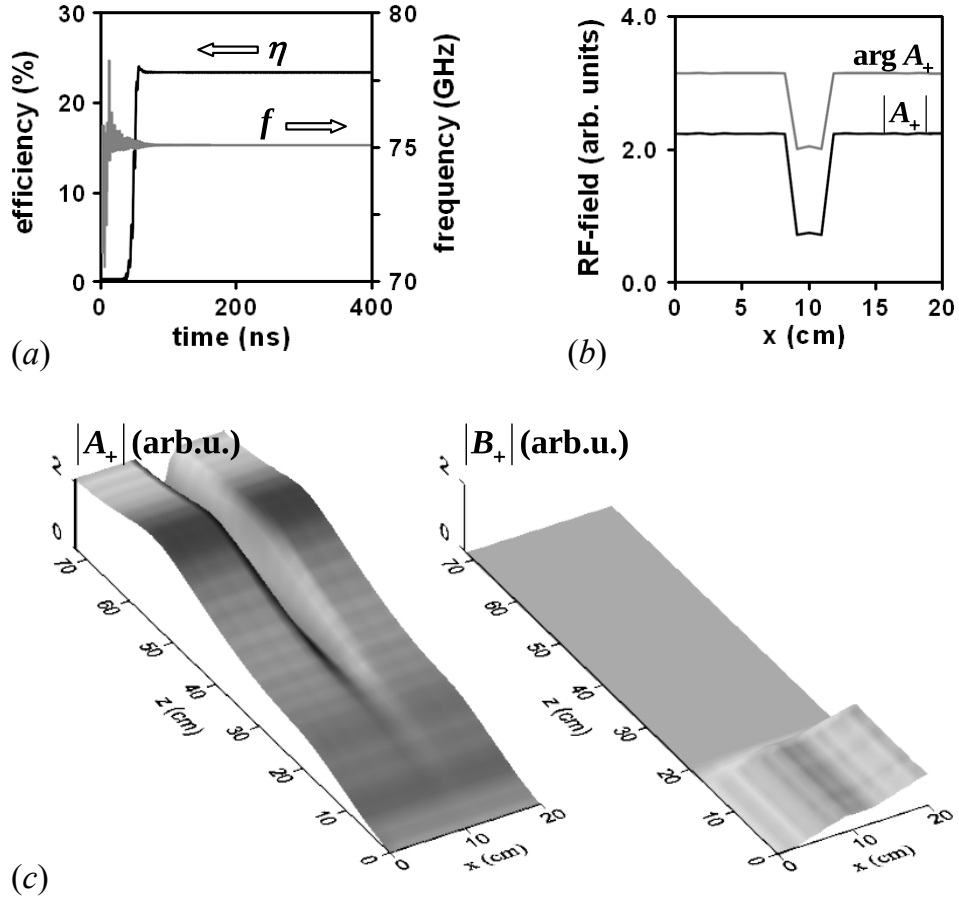


Рис. 13. Результаты моделирования планарного двухпучкового 75-ГГц МСЭ с двумерной РОС: установление стационарного режима генерации при оптимальных параметрах. (*a*) Зависимость от времени электронного КПД $\eta(t)$ и частоты излучения $f(t)$; (*b*) поперечное распределение амплитуды $|A_+(x)|$ и фазы $\arg A_+(x)$ попутной волны на выходе пространства взаимодействия, а также (*c*) пространственная структура парциальных волн в стационарном режиме: усиливаемой электронным потоком попутной волны $|A_+(x,z)|$ (слева), и поперечно-распространяющейся «волны синхронизации» $|B_+(x,z)|$ (справа) [54]

Fig. 13. Results of the simulation of oscillation build-up in the two-beam planar FEM with 2D distributed feedback: Establishment of steady-state oscillations under the optimal parameters. (*a*) Time dependence of the electron efficiency $\eta(t)$ and oscillation frequency $f(t)$, (*b*) transverse distribution of the amplitude $|A_+(x)|$ and phase $\arg A_+(x)$ of the forward resonant wave at the output of the interaction space as well as (*c*) spatial structures of the partial wave $|A_+(x,z)|$ (left) and wave of synchronization $|B_+(x,z)|$ (right) in the stationary regime [54]

правлении (рис. 13, *c*), что обеспечивает одинаковые условия энергообмена для всех фракций электронного пучка и относительно высокий КПД.

В первой стадии экспериментов [52] два описанных выше идентичных МСЭ-модуля были разделены по всему пространству взаимодействия перегородкой и, таким образом, работали независимо. Спектр излучения соответствовал режиму стабильной узкополосной генерации при возбуждении одной из «продольных» мод комбинированного резонатора в окрестности частоты 75 ГГц. Длительность СВЧ-импульсов составляла 100…200 нс. Ширина спектра излучения была близка к естественной ширине для импульсов данной длительности. На основании анализа временного поведения плазмы, регистрируемого с помощью свечения световодов, было установлено, что ограничение полной длительности СВЧ-сигнала связано с возникновением плазмы на коллекторе и ее распространением в пространство взаимодействия МСЭ. Мощность излучения в каждом канале по калориметрическим измерениям составляла 30…50 МВт.

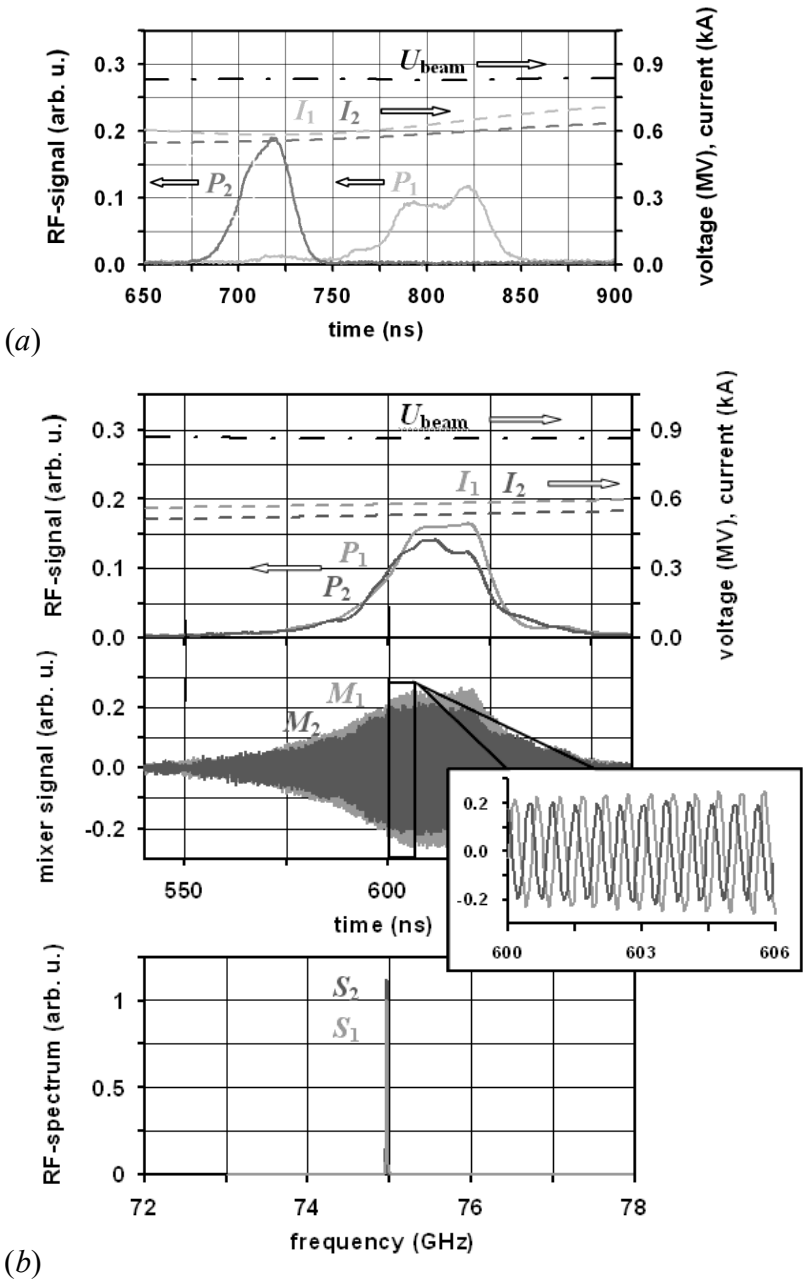


Рис. 14. Результаты экспериментального исследования планарного двухпучкового 75-ГГц МСЭ с двумерной РОС на основе ускорителя «ЭЛМИ» в случае (*a*) независимых каналов, разделенных перегородкой вдоль всего пространства взаимодействия, и (*b*) каналов, связанных поперечными волновыми потоками в двумерной брэгговской структуре. Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения $U_{\rm beam}$ и токов параллельных ленточных РЭП $I_{1,2}$, сигналов с детекторов ВЧ-мощности $P_{1,2}$ и гетеродинированных смесителей $M_{1,2}$ в различных каналах, а также соответствующие спектры ВЧ-импульсов $S_{1,2}$ (сигналы из канала 1 показаны светло-серым, из канала 2 – темно-серым цветом). Выноска на рис. (*b*) демонстрирует синхронизацию фазы излучения в гетеродинированных сигналах из разных каналов в увеличенном временном масштабе [54]

Fig. 14. Results of experimental studies on the planar two-beam 75 GHz FEM with 2D distributed feedback based on the «ELMI» accelerator in the case of (*a*) independent channels separated by the metal baffle along the entire interaction space and (*b*) coupled channels by the transverse wave-fluxes formed by 2D Bragg structure. Typical oscilloscope traces of accelerating voltage $U_{\rm beam}$ and currents of the parallel electron beams $I_{1,2}$, signals of RF power detectors $P_{1,2}$ and heterodyne mixers $M_{1,2}$ from different channels as well as corresponding frequency spectra of the RF pulses $S_{1,2}$ (signals from channel #1 are shown by the light-grey color and from channel #2 by the dark-grey color, correspondingly). In the zoomed-in inset of Fig. (*b*), the synchronized signals from the heterodyne mixers are shown in a large time scale [54]

Вместе с тем корреляция излучения в независимых каналах полностью отсутствовала. Генерация в разных МСЭ-модулях могла наблюдаться на различных частотах, соответствующих различным продольным модам комбинированного резонатора. Более того, даже в случае возбуждения обоих каналов на одной частоте, генерация возникала в разные моменты времени (см. рис. 14, *a*).

В завершающей стадии экспериментов [53, 54] перегородка между каналами была удалена в области входной двумерной брэгговской структуры, и оба канала оказывались связанными поперечными волновыми потоками. Типичные осциллограммы сигналов с СВЧ-детекторов, регистрирующих излучение в каналах, относительно импульсов напряжения в ускорительном диоде и токами пучков представлены на рис. 14, *b*. Наблюдался стабильный режим узкополосной генерации в каждом из каналов, которые возбуждались одновременно на одной частоте даже при небольшом отличии параметров запитывающих пучков. При этом имела место стабильная корреляция фазы излучения между каналами (см. вставку в увеличенном временном масштабе на рис. 14, *b*). Выходная мощность излучения из каждого канала находилась на том же уровне, что и в экспериментах с разделенными каналами. Генерация по-прежнему наблюдалась на частотах, близких к частоте одной из «продольных» собственных мод комбинированного брэгговского резонатора, в большинстве импульсов имело место возбуждение на частоте 74.96 ГГц (то есть вблизи центра полосы двумерного рассеяния входной брэгговской структуры) при ширине спектра излучения около 20 МГц, близкой к теоретическому пределу.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования подтвердили работоспособность нового механизма обратной связи и возможность его использования для получения пространственно-когерентного излучения двумерных активных сред. В реализованном макете планарного генератора устойчивый режим узкополосной генерации достигнут при поперечном размере системы $\sim 50 \times 2.5$ длин волн, что по степени сверхразмерности сопоставимо с электродинамическими системами современных мегаваттных гиротронов [13, 14]. С другой стороны, полученные в двухканальном МСЭ суммарная мощность 50…100 МВт и энергозапас в СВЧ-импульсе на уровне $\sim$10 Дж превосходят известные аналоги в классе релятивистских импульсных генераторов в W-диапазоне частот. Заметим, что согласно результатам теоретического анализа новый механизм обратной связи обладает значительным потенциалом для дальнейшего увеличения поперечного размера генераторов и наращивания мощности когерентного излучения, включая реализацию многопучковых систем.

Следует также отметить, что кроме увеличения мощности многоканальные схемы представляют перспективу для продвижения в коротковолновые диапазоны. Так, например, в сотрудничестве ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН в настоящее время развивается концепция мощного двухстадийного каскадного генератора, в котором первый ленточный РЭП в планарном МСЭ-модуле генерирует мощную миллиметровую волну накачки, а на втором параллельном пучке осуществляется внутрирезонаторное рассеяние этой волны в излучение ТГц-диапазона [55, 56].

4. Использование двумерной распределенной обратной связи в МСЭ коаксиальной геометрии

Двумерная РОС также может быть эффективно использована при создании мощных МСЭ-генераторов коаксиальной геометрии на основе трубчатых РЭП большого диаметра. Формирование трубчатых электронных пучков представляет относительно более простую электронно-оптическую задачу по сравнению с формированием ленточных РЭП. В этой связи использование таких пучков привлекательно с точки зрения увеличения полного тока пучка и достижения высокой мощности при сохранении локальной плотности мощности излучения. По сравнению с

использованием полых цилиндрических волноводов коаксиальная геометрия пространства взаимодействия позволяет уменьшить объем пространства взаимодействия и упростить селекцию мод по радиальному индексу. Такой подход достаточно широко используется в СВЧ-электронике, в частности, при разработках мощных гиротронов [57, 58]. В отличие от резонаторов планарной геометрии, коаксиальный брэгговский резонатор является закрытым в поперечном направлении. Тем не менее, как показано далее, двумерная РОС за счет связи бегущих по азимуту волновых потоков с потоками, излучающимися в продольном направлении, позволяет обеспечить селекцию мод по азимутальной координате. Данный весьма нетривиальный результат стал предметом дискуссии (см., в частности, [59]). Азимутальная селективность указанных резонаторов обеспечивает генерацию пространственно-когерентного излучения от трубчатых РЭП с диаметром, на порядки превосходящим длину волны.

4.1. Модель и основные уравнения, описывающие двумерный брэгговский резонатор коаксиальной геометрии. Коаксиальный двумерный брэгговский резонатор (см. рис. 1, *b*) представляет собой отрезок коаксиального волновода со средним радиусом r_0, на боковые стенки которого нанесена неглубокая двоякопериодическая гофрировка, представляющая собой суперпозицию двух винтовых гофрировок с противоположным направлением вращения (ср. с (1)):

$$r = \frac{r_1}{2}\cos(\bar{h}_z z)\cos(\bar{M}\varphi) = \frac{r_1}{4}\left[\cos(\bar{h}_z z - \bar{M}\varphi) + \cos(\bar{h}_z z + \bar{M}\varphi)\right]. \tag{36}$$

Здесь r_1 – глубина гофрировки, $\bar{h}_z = 2\pi/d_z$, d_z и $\bar{M}$ – период гофрировки вдоль оси z и число ее заходов по азимуту, z и φ – продольная и азимутальная координаты, соответственно. Предположим также, что волновод имеет малую кривизну, то есть радиус волновода существенно превосходит длину волны λ и расстояние (зазор) между проводниками a_0

$$r_0 \gg \lambda, \qquad r_0 \gg a_0. \tag{37}$$

В таких предположениях дисперсионное уравнение для собственных волн коаксиального волновода может быть приведено к виду [60] $\omega^2/c^2 = h_z^2 + h_x^2 + \kappa_p^2$, аналогичному дисперсионному уравнению планарного волновода, где h_z – продольное волновое число, $h_x = M/r_0$ – азимутальное волновое число, $\kappa_p = p\pi/a_0$ – радиальное волновое число, и M и p – число вариаций волны по азимуту и радиусу, соответственно. Это позволяет ввести поперечную координату $x = r_0\varphi$, направленную вдоль азимута волновода, и использовать квазиплоскую модель для описания данных систем.

При малой глубине $\bar{h}_{z,x} r_1 \ll 1$ поле на гофрировке (36) может быть представлено в форме, аналогичной (2), в виде связи четырех парциальных волновых потоков, два из которых ($A_\pm$) распространяются в продольных $\pm z$, а два других ($B_\pm$) – в азимутальных $\pm x$ направлениях. В данном случае, в (2) $A_\pm(x,z)$, $B_\pm(x,z)$ – медленно меняющиеся по продольной и азимутальной координатам амплитуды волновых потоков, $\vec{E}^0_{s,p}(r)$ – функции, описывающие их радиальную структуру, совпадающую с модами коаксиального волновода. Далее считаем, что геометрические параметры системы связаны соотношением $\bar{M}/r_0 = 2\pi/d_z$, то есть

$$\bar{h}_x = \bar{h}_z = \bar{h} \tag{38}$$

($\bar{h}_x = \bar{M}/r_0$). В этом случае при выполнении условий брэгговского резонанса (5) решетка (36) обеспечивает связь и взаимное рассеяние парциальных волновых потоков с одинаковым числом вариаций по радиусу p. Для простоты ограничимся рассеянием низших волн, не имеющих радиальных вариаций поля, то есть положим $p = 0$. В этом случае имеет место связь продольно распространяющихся волн $A_\pm$ $\mathrm{TE}_{M,0}$-типа с низкими азимутальными индексами, включая

низшую TEM волну (которой соответствует $M = 0$), и поперечно (азимутально) распространяющихся волн $B_\pm$ $\mathrm{TE}_{M,0}$-типа с большими азимутальными индексами $M \gg 1$. Отметим, что при выполнении условий (37) структура $\mathrm{TE}_{M,0}$-волн близка к TEM-модам [60].

В условиях (37) взаимное рассеяние указанных волновых потоков на коаксиальной двумерной брэгговской структуре может быть описано уравнениями связанных волн (ср. с (9))

$$\begin{aligned} &\pm\frac{\partial A_\pm}{\partial z} + i\delta A_\pm + i\alpha(B_+ + B_-) = 0, \\ &\frac{i}{2\bar{h}}\frac{\partial^2 B_\pm}{\partial z^2} \pm \frac{\partial B_\pm}{\partial x} + i\delta B_\pm + i\alpha(A_+ + A_-) = 0, \end{aligned} \tag{39}$$

где $\delta = (\omega - \bar{\omega})/c$ – отстройка от частоты брэгговского резонанса, α – коэффициент связи волн, который для рассеяния волн $\mathrm{TE}_{M,0}$-типа в предположении, что внутренние поверхности обоих проводников гофрированы синфазно, равен $\alpha = r_1\bar{h}/8a_0$ [42, 61]. Заметим, что уравнения для парциальных потоков $B_\pm$, распространяющихся в поперечном $\pm x$ ($\pm\varphi$) направлении, относятся к параболическому типу и учитывают эффекты дифракции (без учета дифракционного расплывания эти волны, очевидно, являются запертыми в системе конечной длины). Вместе с тем, для волн $A_\pm$, распространяющихся в продольном $\pm z$ направлении, указанные эффекты не учитываются, поскольку качественно не меняют характеристик системы.

С учетом коаксиальной геометрии системы все парциальные волновые потоки должны удовлетворять условию цикличности

$$B_\pm(x + l_x, z) = B_\pm(x, z), \quad A_\pm(x + l_x, z) = A_\pm(x, z), \tag{40}$$

$l_x = 2\pi r_0$ – периметр системы. Условие цикличности позволяет разложить поля в ряды Фурье

$$A_\pm(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_\pm^m(z)e^{2\pi imx/l_x}, \quad B_\pm(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_\pm^m(z)e^{2\pi imx/l_x}, \tag{41}$$

и рассматривать каждую гармонику как нормальную моду, отличающуюся индексом m. С учетом (41) поле моды может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \vec{E} = \mathrm{Re}\Big[\Big(&A_+^m\vec{E}_A^0 e^{ih_1 z + imsx} + A_-\vec{E}_A^0 e^{-ih_1 z + imsx} + \\ &+B_+\vec{E}_B^0 e^{i(\bar{M}+m)sx} + B_-\vec{E}_B^0 e^{-i(\bar{M}-m)sx}\Big)e^{-i\omega t}\Big], \end{aligned} \tag{42}$$

где $s = 2\pi/l_x$. Таким образом, для парциальных волн $B_\pm$, распространяющихся в азимутальном направлении, индекс m является дополнительным к азимутальному индексу $\bar{M}$. Следует отметить, что с точки зрения принятой номенклатуры волн коаксиального волновода для наиболее высокодобротной моды с $m = 0$, которая ниже называется симметричной, в действительности к симметричному типу относятся только поля парциальных волн $A_\pm$, в то время как поля парциальных волн $B_\pm$ обладают азимутальным индексом $\bar{M}$. В общем случае собственная мода с индексом m представляет собой совокупность связанных парциальных волн, в которых волны $A_\pm$ характеризуются азимутальным индексом m, а волны B_+ и B_- имеют соответственно азимутальный индекс $\bar{M} + m$ и $-\bar{M} + m$. При этом условием применимости представления (41) является предположение, что $\bar{M} \gg m$.

Подставляя разложение (41) в уравнения (39), для амплитуд гармоник получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} &\pm\frac{dA_{\pm}^{m}}{dz} + i\delta A_{\pm}^{m} + i\alpha(B_{+}^{m} + B_{-}^{m}) = 0, \\ &\frac{1}{2\bar{h}}\frac{d^2B_{\pm}^{m}}{dz^2} + (\delta \pm sm)B_{\pm}^{m} + \alpha(A_{+}^{m} + A_{-}^{m}) = 0. \end{aligned} \tag{43}$$

4.2. Спектр мод двумерных брэгговских резонаторов коаксиальной геометрии.

4.2.1. Дисперсионные характеристики нормальных волн. Предполагая, что коаксиальная гофрированная структура безгранична в продольном направлении, и представляя решение уравнений (43) в виде $A_{\pm}^{m} = a_{\pm}^{m}e^{i\Gamma z}$, $B_{\pm}^{m} = b_{\pm}^{m}e^{i\Gamma z}$, приходим к дисперсионному уравнению для нормальных волн

$$\left(2\bar{h}\delta - 2\bar{h}sm - \Gamma^2\right)\left(2\bar{h}\delta + 2\bar{h}sm - \Gamma^2\right)\left(\delta^2 - \Gamma^2\right) = 8\alpha^2\bar{h}\delta\left(2\bar{h}\delta - \Gamma^2\right). \tag{44}$$

В общем случае дисперсионное уравнение (44) описывает связь четырех парциальных волн. При отсутствии связи волн $\alpha = 0$ уравнение распадается на четыре уравнения, описывающие две бегущие волны $A_{\pm}$ с дисперсионными характеристиками, определяемыми соотношениями

$$\delta = \pm\Gamma, \tag{45а}$$

и две азимутально распространяющиеся квазикритические волны $B_{\pm}$ с законом дисперсии

$$2\bar{h}\delta = \pm 2\bar{h}sm + \Gamma^2. \tag{45б}$$

На рис. 15 показаны дисперсионные диаграммы для нормальных волн в случае $m = 0$ и $m \neq 0$. Из сопоставления с асимптотами, даваемыми соотношениями (45а), (45б) и представленными на рисунке тонкими линиями, следует заключить, что ветви «1» и «2» порождены парциальными волнами $A_{\pm}$, в то время как ветви «3» и «4» имеют в качестве своей основы волны $B_{\pm}$. Характерной особенностью приведенных дисперсионных диаграмм, отличающих их от соответствующих характеристик одномерных брэгговских структур, является наличие зоны прозрачности вблизи брэгговской частоты $\bar{\omega}$ (то есть $\delta = 0$). Такая особенность обусловлена тем, что в процессе рассеяния участвуют квазикритические волны $B_{\pm}$, невозмущенные дисперсионные характеристики которых (45б) проходят вблизи указанной частоты.

Для дальнейшего анализа еще более существенным обстоятельством является качественное различие поведения в окрестности брэгговской частоты $\delta = 0$ дисперсионных характеристик нормальных волн с нулевым и ненулевым азимутальным индексом. В случае $m = 0$ имеет место слияние невозмущенных дисперсионных характеристик парциальных волн (45б), и при учете связи волн $\alpha \neq 0$ дисперсионное уравнение (44) преобразуется к виду

$$\left(2\bar{h}\delta - \Gamma^2\right)\left(\delta^2 - \Gamma^2\right) = 8\alpha^2\bar{h}\delta. \tag{46}$$

Из уравнения (46) следует, что вблизи брэгговской частоты для одной из ветвей вместо традиционной параболической зависимости частоты от волнового числа второй степени (типичной вблизи границ зон непрозрачности для одномерных брэгговских структур [15–18]) имеет место более высокая параболическая зависимость четвертой степени [61, 62]

$$\Gamma^4 = 8\alpha^2\bar{h}\delta. \tag{47}$$

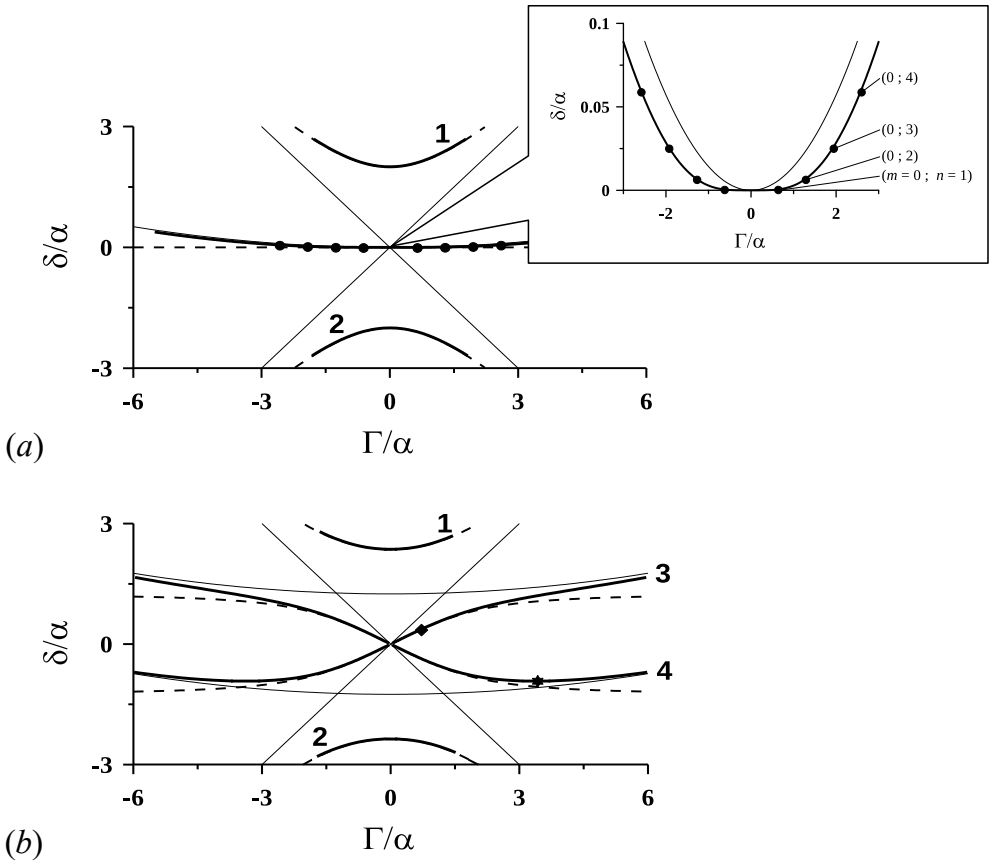


Рис. 15. Дисперсионные диаграммы нормальных волн в бесконечной в продольном направлении коаксиальной брэгговской структуре при $\bar{h}/\alpha = 35$ для (*a*) симметричных волн $m = 0$ и (*b*) несимметричных волн $m = \pm 1$. Тонкие линии соответствуют дисперсионным кривым парциальных волн, штриховые – дисперсионным кривым нормальных волн в рамках геометро-оптического приближения. Выноска на рис. (*a*) иллюстрирует различие в законах дисперсии симметричной нормальной волны (жирная кривая) и парциальных квазикритических волн (тонкая кривая) вблизи брэгговской частоты; точками показано положение симметричных мод резонатора при $\alpha l_z = 5$. Звездочкой на рис. (*b*) показано положение несимметричной моды, изображенной на рис. 16, (*c*) [61]

Fig. 15. Dispersion diagrams of the normal waves in the coaxial 2D Bragg structure unbounded in the longitudinal direction when $\bar{h}/\alpha = 35$: (*a*) symmetrical waves $m = 0$ and (*b*) nonsymmetrical waves $m = \pm 1$. Thin lines correspond to the dispersion curves of the partial waves, dashed lines show dispersion diagrams of the normal waves obtained using the geometrical-optical approach. Insert in Fig. (*a*) illustrates difference in the dispersion curves of the symmetrical normal wave (thick curve) and partial quasi-cutoff waves (thin curve) near the Bragg frequency. Positions of a few symmetrical modes with the lowest longitudinal indices n at $\alpha l_z = 5$ are shown in Fig. (*a*) by circles, position of the nonsymmetrical mode having the maximum-Q in the family is shown in Fig. (*b*) by the asterisk (see Fig. 16, (*c*)) [61]

Таким образом, вблизи брэгговской частоты $\delta = 0$ не только групповая скорость волны, но и ее производная обращаются в нуль. Значительное различие дисперсионных кривых симметричных нормальных волн и парциальных волн вблизи брэгговской частоты иллюстрирует выноска на рис. 15, *a*, где эти дисперсионные характеристики показаны в увеличенном масштабе, то есть в масштабе, сопоставимом с межмодовым расстоянием (положение собственных мод с различным числом продольных вариаций отмечено точками). Видно, что основной моде $\{m = 0, n = 1\}$ соответствует предельно малое значение групповой скорости нормальной волны. Фактически, это обстоятельство, как показано далее, и приводит к выделенности моды с одной продольной вариацией поля, в том числе к значительному превышению ее добротности над добротностью прочих симметричных и несимметричных мод.

Рассмотрим теперь геометро-оптическое приближение, которое формально соответствует предельному переходу $\lambda \to 0$, то есть с учетом (5) $\bar{h} \to \infty$ в уравнениях (43). В этом случае в этих уравнениях можно пренебречь членом порядка $d^2B_{\pm}^m/dz^2$, описывающим дифракционное расплывание волн $B_{\pm}$. Дисперсионное уравнение (44) при этом приводится к виду:

$$\left(\delta - \frac{2\pi m}{l_x}\right)\left(\delta + \frac{2\pi m}{l_x}\right)\left(\delta^2 - \Gamma^2\right) = 4\alpha^2\delta^2. \tag{48}$$

Дисперсионные характеристики, соответствующие уравнению (48), представлены на рис. 15 штриховыми линиями. Видно, что в области малых волновых чисел $\Gamma \leqslant \alpha$ данные характеристики достаточно хорошо аппроксимируют дисперсионные кривые, полученные в рамках квазиоптического приближения из уравнения (44). В частности, уже в геометро-оптическом приближении проявляется качественное различие в поведении дисперсионных кривых вблизи брэгговской частоты в случае симметричной $m = 0$ и несимметричных $m \neq 0$ нормальных волн, которое, в конечном итоге, и обуславливает селективность системы по азимутальному индексу. Вместе с тем, дисперсионные кривые «3» и «4» при $m = 0$ трансформируются в прямую $\delta = 0$. В результате в геометро-оптическом приближении возникают определенные трудности при описании спектра симметричных мод резонатора с различными продольными индексами, поскольку имеет место вырождение этих мод по собственным частотам, которые для всех мод совпадают с брэгговской частотой. Кроме того, у данных мод отсутствуют дифракционные потери, то есть формально они обладают бесконечной добротностью. Однако подобное вырождение снимается при учете дифракционных эффектов, когда дисперсия определяется соотношением (47).

4.2.2. Селекция мод в двумерных брэгговских резонаторах коаксиальной геометрии. Для нахождения спектра собственных мод брэгговских резонаторов, образованных коаксиальным волноводом с конечной длиной l_z области с двоякопериодической гофрировкой, необходимо сформулировать граничные условия на концах гофра, то есть при $z = 0$ и $z = l_z$. В случае полностью согласованной (открытой для вывода электромагнитных потоков) системы будем считать, что на торцах резонатора имеет место идеальное согласование как для продольно, так и для поперечно распространяющихся парциальных волн. В таких условиях для парциальных волн $A_{\pm}$, аналогично одномерным брэгговским резонаторам [15–18], имеем

$$A_+(x, z = 0) = 0, \qquad A_-(x, z = l_z) = 0. \tag{49а}$$

Для поперечно распространяющихся волн $B_{\pm}^m$ на указанных границах будем использовать так называемые безотражательные граничные условия (ср. с [63])

$$\left[\frac{dB_{\pm}^m}{dz} - i\Lambda_{\pm}B_{\pm}^m\right]\Bigg|_{z=0} = 0, \qquad \left[\frac{dB_{\pm}^m}{dz} + i\Lambda_{\pm}B_{\pm}^m\right]\Bigg|_{z=l_z} = 0. \tag{49б}$$

Фактически, условия (49а), (49б) означают, что продольные потоки электромагнитной энергии вытекают из системы без дополнительных отражений от торцов системы, а для поперечных волновых потоков в отсутствие связи волн $\alpha = 0$ имеет место свободное дифрагирование через обозначенные границы, как в регулярном волноводе.

Используя граничные условия (49а), (49б) для наиболее высокодобротных азимутально-симметричных мод $m = 0$ с частотой, близкой к брэгговской ($\delta \ll \alpha$), в приближении сильной

связи волн $\alpha l_{x,z} \gg 1$ с учетом специфического закона дисперсии (47) получаем для комплексных собственных частот соотношение [61]

$$\delta_n = \frac{\pi^4 n^4}{8\bar{h}\alpha^2 l_z^4} + i\frac{\pi^4 n^4}{4\bar{h}\alpha^3 l_z^5}, \tag{50}$$

где $n = 1, 2, 3, ...$ – продольный индекс мод. Положение этих мод отмечено точками на дисперсионной кривой, представленной на рис. 15, *a*. Из соотношения (50) следует, что наибольшей добротностью (наименьшими дифракционными потерями) обладает мода с одной продольной вариацией поля $n = 1$, а с увеличением продольного номера моды дифракционные потери растут по закону $\sim n^4$. Заметим, что в случае традиционного одномерного брэгговского резонатора, образованного участком гофрированного коаксиального волновода, при той же геометрии и связи волн для коэффициента потерь имеем [15–18] $\mathrm{Im}\,\delta_n \approx \pi^2 n^2/\alpha^2 l_z^3$. Из сравнения с (50) отсюда следует, что двумерный брэгговский резонатор при той же величине коэффициента связи α обладает существенно большей добротностью и значительно большей селективностью, в том числе, и по продольному индексу n. Это является следствием упомянутого закона дисперсии (47). Для двумерного резонатора продольное распределение полей парциальных волн для основной моды $n = 1$ при $\alpha l_x = \alpha l_z = 5$ показано на рис. 16, *a*.

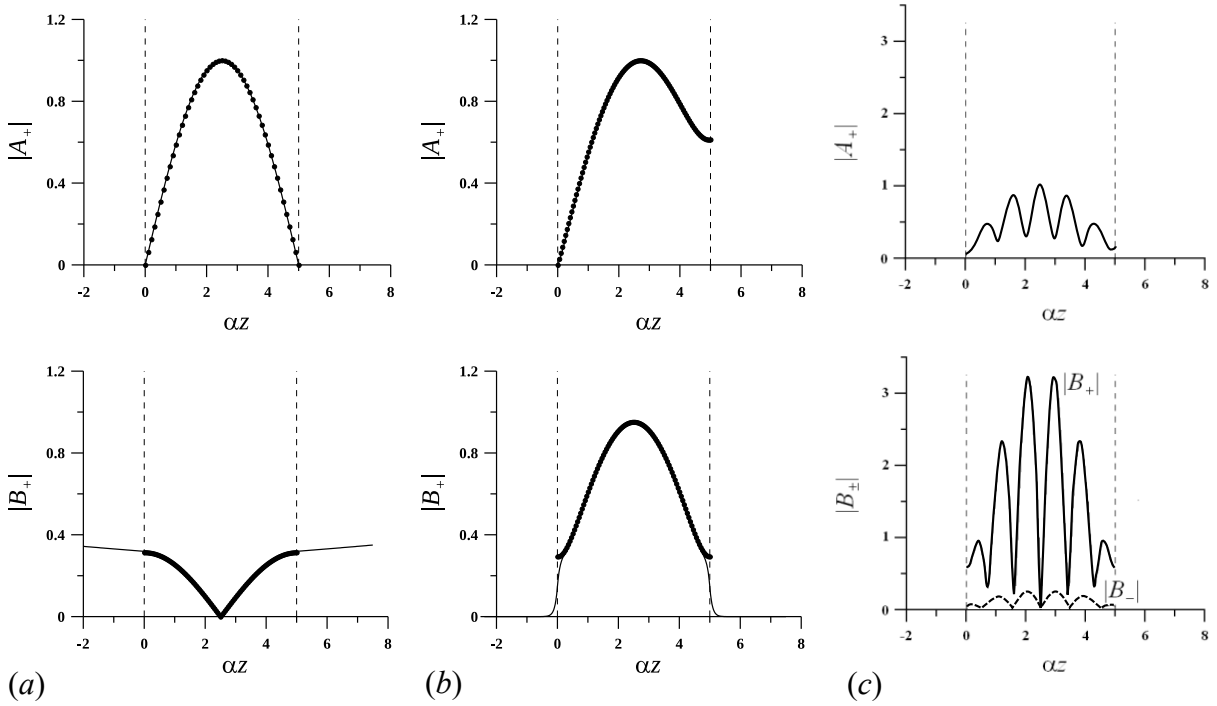


Рис. 16. Продольная структура полей парциальных волн A_+ и B_+ для мод $\{m = 0, n = 1\}$, расположенных в окрестности (*a*) $\delta \approx 0$, (*b*) $\delta \approx -2\alpha$, а также волн (c) A_+ и $B_\pm$ для наиболее добротной несимметричной моды $m = 1$, положение частоты которой отмечено звездочкой на рис. 15, *b*. Точками на рис. (*a*), (*b*) показаны структуры соответствующих полей, в рамках геометро-оптического приближения. Штриховыми линиями показана область, занятая гофрировкой ($\bar{h}/\alpha = 35$, $\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [61]

Fig. 16. Longitudinal profile of the partial waves A_+ and B_+ for the symmetrical eigenmodes $\{m = 0, n = 1\}$ located in the vicinity of (*a*) $\delta \approx 0$ and (*b*) $\delta \approx -2\alpha$, as well as (c) waves A_+ and $B_\pm$ for the non-symmetric mode $m = 1$ having highest Q-factor, position of which is marked by the asterisk in Fig. 15, *b*. The points in Fig. (*a*) and (*b*) show the corresponding structures found in the framework of the geometric-optical approximation. Dashed lines show corrugated area ($\bar{h}/\alpha = 35$, $\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [61]

Следует отметить, что найденные аналитически значения добротности (коэффициента потерь) для симметричных мод достаточно хорошо согласуются с результатами численного решения полного характеристического уравнения, которое следует из системы линейных уравнений (43) с граничными условиями (49а), (49б) (см. подробнее [64]).

Кроме семейства мод вблизи брэгговской частоты $\delta \approx 0$, существует семейство высокодобротных симметричных мод с частотами, лежащими около значений $\delta \approx \pm 2\alpha$ (см. рис. 16, *b*), то есть около соответствующих экстремумов дисперсионных характеристик. Для этих экстремумов групповая скорость нормальных волн также стремится к нулю, но в отличие от дисперсионной ветви, проходящей вблизи брэгговской частоты, вторая производная здесь остается отличной от нуля и в результате добротность данных мод значительно меньше добротности мод вблизи $\delta \approx 0$.

Для сравнения точками на рис. 16, *a, b* показано распределение полей парциальных волн, найденное в рамках геометро-оптического приближения. Видно, что, как для основной моды, так и для мод, расположенных вблизи $\delta \approx \pm 2\alpha$, в рамках обоих подходов имеет место практически полное совпадение структуры волны A_+ за исключением небольшой зоны вблизи границы гофра. Вместе с тем очевидно, что, если в рамках геометрической оптики структуры полей $B_\pm$ на границах гофрировки претерпевают разрыв, то с учетом дифракции через границу гофрировки решения оказываются непрерывными.

Для несимметричных мод $m \neq 0$ комплексные собственные частоты находились с помощью численных методов. Наименьшими потерями (наибольшей добротностью) в семействе несимметричных мод, отличающихся продольным индексом n, обладает мода, частота которой лежит вблизи минимума на дисперсионной кривой, то есть вблизи нуля групповой скорости (ср. с [60]). На дисперсионной диаграмме, представленной на рис. 15, *b*, положение частоты данной моды при $m = 1$ отмечено звездочкой. На рис. 16, *c* показаны пространственные структуры парциальных волн этой моды. Следует, однако, отметить, что в случае несимметричных мод вторая производная также остается отличной от нуля. В этой связи, добротность несимметричных мод оказывается существенно меньше добротности основной симметричной моды с частотой вблизи брэгговской частоты. Заметим также, что особенностью наиболее добротных несимметричных волн является большое число продольных вариаций поля, а также малая величина полей продольных парциальных волн по сравнению с поперечными парциальными волнами (ср. рис. 16, *a* и *c*). В результате эти моды дополнительно селектируются электронным пучком вследствие значительного различия в условиях синхронизма и относительно малой амплитуды поля рабочей волны.

В целом, проведенный анализ показывает, что для рассматриваемой геометрии резонатора, когда периметр системы равен его продольной длине, потери для несимметричных мод более чем на порядок превосходят потери основной симметричной моды (см. рис. 17), что обеспечивает высокую электродинамическую селективность двумерного брэгговского резонатора коаксиальной геометрии.

Следует, однако, отметить, что при увеличении периметра системы l_x при фиксированной длине l_z имеет место определенное снижение селектирующих свойств резонатора данного типа. Это объясняется тем, что при увеличении параметра l_x для несимметричных волн дисперсионные кривые «3» и «4» становятся в целом более пологими, приближаясь в пределе $l_x \to \infty$ (см. (44)) к дисперсионной характеристике симметричной волны, которая не зависит от периметра системы. Тем не менее, данное обстоятельство накладывает весьма мягкие ограничения на ее поперечный размер. Анализ показывает [61], что при $\alpha l_z = 5$ значения потерь для основной симметричной и несимметричных мод сравниваются при периметре $\alpha l_x \geqslant 80$. Увеличение азимутального индекса моды m, как видно из дисперсионного уравнения (44), эквивалентно

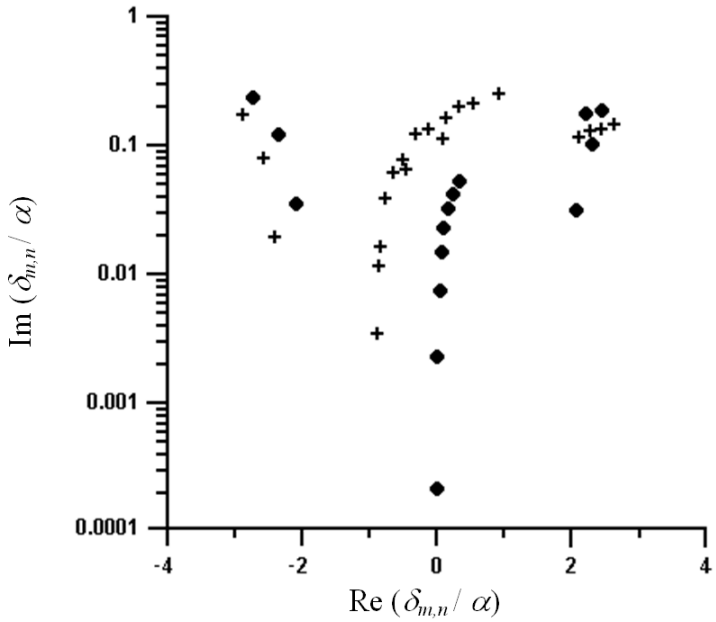


Рис. 17. Спектр мод двумерного брэгговского резонатора коаксиальной геометрии: точками показаны симметричные моды $m = 0$, крестиками – несимметричные моды $m = 1$ ($\bar{h}/\alpha = 35$, $\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [61]

Fig. 17. Eigenmodes spectrum of 2D Bragg resonator of coaxial geometry: symmetrical modes $m = 0$ are shown by the dots, nonsymmetrical modes $m = 1$ – by the crests ($\bar{h}/\alpha = 35$, $\alpha l_x = \alpha l_z = 5$) [61]

уменьшению эффективного периметра системы $l_x^{\text{eff}} = l_x/m$ и, таким образом, не приводит к повышению добротности паразитных мод.

В дополнение к приведенному выше исследованию в рамках метода связанных волн было проведено трехмерное *CST*-моделирование брэгговских структур, используемых в экспериментальной реализации коаксиального МСЭ [64]. Для определения спектра собственных мод резонатор возбуждался внешним коротким электромагнитным импульсом, падающим с торца резонатора $z = 0$, длительность падающего импульса составляла $\Delta t \approx 0.15$ нс, что соответствовало спектральной ширине $\Delta f \approx 7$ ГГц, существенно превышающей ширину рабочей полосы резонатора. Для демонстрации селективности по азимутальному индексу в поле падающего импульса были в равной степени представлены волны ТЕМ-типа и $\text{TE}_{1,0}$-типа, имеющие правое и левое направление вращения, которые в используемой выше номенклатуре имеют индексы $m = 0$ и $m = \pm 1$, соответственно (параметры резонатора и дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая связь указанных волн, приведены далее в п. 4.4). На рис. 18, *а* показана временная зависимость амплитуды поля и соответствующий спектр в некоторой точке внутри структуры. Очевидно, что в процессе затухания начальных возмущений в спектре поля формируются характерные максимумы, соответствующие положению наиболее добротных мод. Видно, что на начальной стадии в спектре представлены три семейства мод (см. рис. 18, *а*). Из сопоставления с результатами анализа в рамках метода связанных волн можно заключить, что азимутально-симметричной моде $m = 0$ соответствует максимум в районе частоты 37 ГГц, а максимумы в окрестности частот 35 ГГц и 39 ГГц соответствуют частотам мод с азимутальными индексами $m = -1$ и $m = 1$. Поскольку добротность симметричной моды превосходит добротность прочих мод, с течением времени происходит выделение указанной моды. В результате установившаяся пространственная структура поля оказывается близкой к структуре основной азимутально-симметричной моды, найденной в рамках аналитического рассмотрения

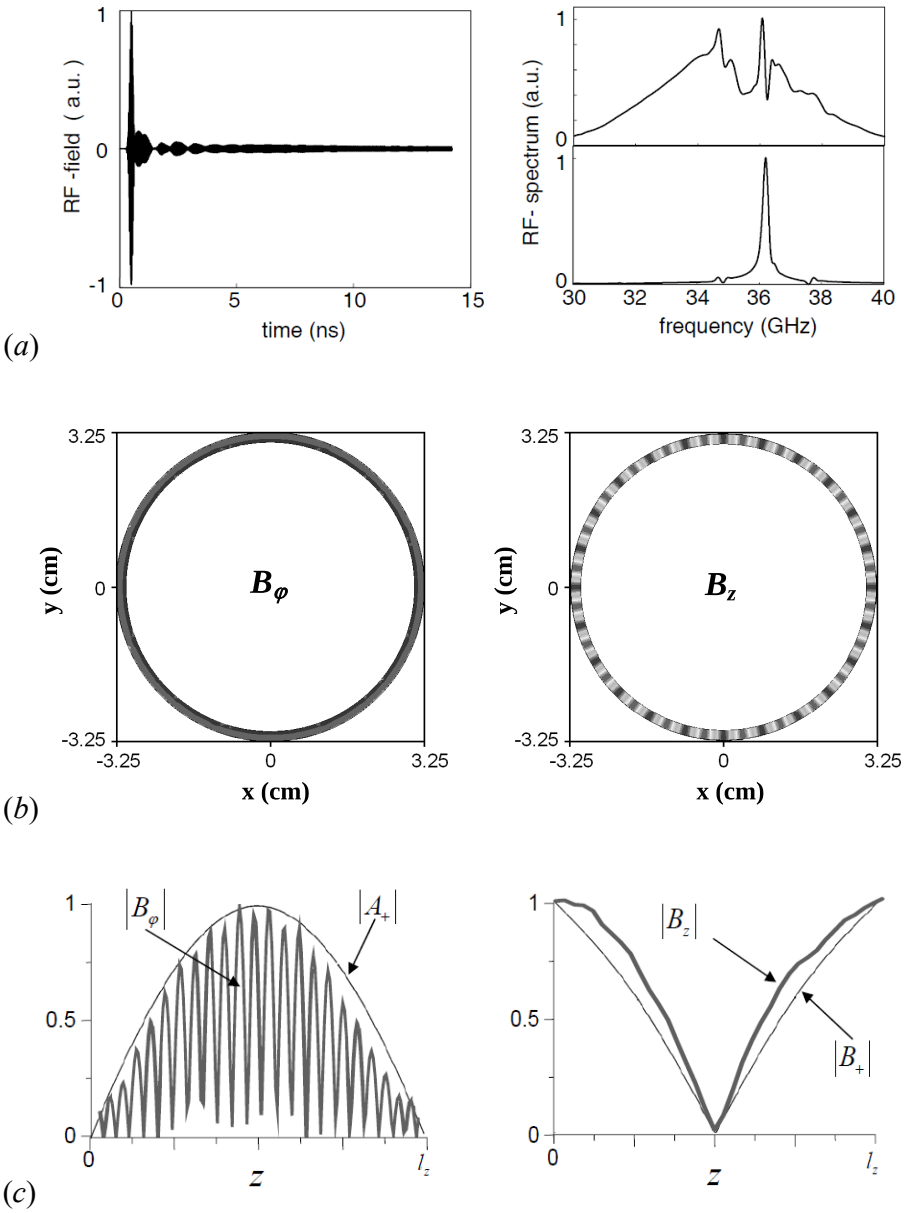


Рис. 18. Результаты трехмерного моделирования возбуждения коаксиальной двумерной брэгговской структуры Стратклайдского МСЭ коротким электромагнитным импульсом, в котором в равной степени представлены волны ТЕМ и $\mathrm{TE}_{1,0}$ типа (то есть имеющие индексы $m = 0$ и $m = \pm 1$): (*a*) зависимость амплитуды ВЧ-поля от времени (слева) и спектр ВЧ-поля на начальной $0 \leqslant t \leqslant 7$ нс и конечной $7 \leqslant t \leqslant 15$ нс стадии эволюции (справа), а также (*b*) азимутальная и (*c*) продольная структура полей B_φ (слева) и B_z (справа) при установлении основной симметричной моды $\{m = 0, n = 1\}$. Тонкими линиями на рис. (*c*) приведены структуры соответствующих парциальных волн A_+ и B_+, найденные в рамках метода связанных волн ($l_z = 10.4$ см, $l_x = 20$ см) [64]

Fig. 18. Results of 3D simulations of excitation of 2D Bragg resonator utilized in the Strathclyde FEM by incident short electromagnetic pulse, which is a superposition of the waves of TEM и $\mathrm{TE}_{1,0}$ types (i.e., having indexes $m = 0$ and $m = \pm 1$): (*a*) time dependence of the RF-field amplitude at the observation point (left) and the RF-spectrum at the initial stage $0 \leqslant t \leqslant 7$ ns and at the final stage $7 \leqslant t \leqslant 15$ ns of evolution (right) as well as (*b*) azimuthal and (*c*) longitudinal structure of B_φ (left) и B_z (right) field components for the fundamental symmetrical mode $\{m = 0, n = 1\}$. Thin lines in Fig. (*c*) illustrate structures of the corresponding partial waves A_+ and B_+ found in the frame of the coupling wave approach ($l_z = 10.4$ cm, $l_x = 20$ cm) [64]

(см. рис. 18, *b, c*), включая соотношение амплитуд парциальных волн $A_{\pm}$, $B_{\pm}$. Следует отметить, что в найденной в моделировании структуре основной симметричной моды $\{m{=}0, n{=}1\}$ φ-компонента магнитного поля B_{φ} соответствует суперпозиции парциальных волн $A_{\pm}$ ТЕМ-типа, а z-компонента B_z – суперпозиции парциальных волн $B_{\pm}$ $\mathrm{TE}_{24,0}$-типа, образующих стоячую волну с 24 вариациями поля. Добротность мод оценивалась из соотношения $Q = \pi f \tau$, где τ – характерное время спадания амплитуды поля в e раз. При использованной длине брэгговской структуры 10.4 см ($\sim 15\lambda$) имеет место почти 3-кратное превышение добротности основной симметричной моды [64].

4.3. Динамика коаксиальных МСЭ с двумерной РОС. Исследование процесса установления автоколебания в коаксиальных МСЭ-генераторах с двумерной РОС проведем в рамках пространственно-временного подхода, аналогичного описанному в разделе 2 для планарных систем. В предположении малой глубины гофрировки поле будем представлять в виде четырех связанных парциальных волновых потоков, испытывающих взаимное рассеяние в условиях «двумерного» брэгговского резонанса. Малая кривизна резонатора (37) позволяет использовать квазиплоскую модель. Предполагаем, что электроны пучка, осциллирующие в поле ондулятора, взаимодействуют только с парциальной волной A_+ в условиях ондуляторного синхронизма (24). Взаимное рассеяние парциальных волн и их возбуждение трубчатым РЭП может быть описано уравнениями [65]

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\mathrm{gr}}^{-1}\frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_+ + \sigma A_+ + i\alpha_{2\mathrm{D}}(B_+ + B_-) = J, \tag{51а}$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\mathrm{gr}}^{-1}\frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_- + \sigma A_- + i\alpha_{2\mathrm{D}}(B_+ + B_-) = 0, \tag{51б}$$

$$\frac{iC}{2}\frac{\partial^2 B_{\pm}}{\partial Z^2} + \left(\pm\frac{\partial}{\partial X} + \beta_{\mathrm{gr}}^{-1}\frac{\partial}{\partial \tau}\right) B_{\pm} + \sigma B_{\pm} + i\alpha_{2\mathrm{D}}(A_+ + A_-) = 0 \tag{51в}$$

с учетом фактора возбуждения J в правой части (51а), определяемого уравнениями движения электронов (26). В пренебрежении дифракционными эффектами для поперечно распространяющихся волн $B_{\pm}$, описываемыми первым членом в левой части уравнений (51в), данная система аналогична уравнениям (25), описывающим динамику планарных односекционных МСЭ с двумерной РОС. Для коаксиальной геометрии парциальные волны удовлетворяют условию цикличности (40), что позволяет использовать разложение (41) по азимутальным гармоникам с индексом m.

Граничные условия для парциальных волн в продольном направлении соответствуют отсутствию потоков извне и имеют вид (49а). В случае секционированных схем считаем амплитуды волн $A_{\pm}$ непрерывными на границах различных секций. Для циркулирующих в азимутальном направлении парциальных волновых потоков $B_{\pm}$ на краях гофрировки будем предполагать, что имеют место условия излучения, которые для отдельных азимутальных гармоник можно представить в виде [66]

$$\begin{aligned} B_{\pm}^m - \sqrt{\frac{C}{2\pi i}}\int_0^{\tau}\frac{e^{-(\sigma\pm ism)(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}}\frac{\partial B_{\pm}^m}{\partial Z}d\tau' = 0\Big|_{Z=0}, \\ B_{\pm}^m + \sqrt{\frac{C}{2\pi i}}\int_0^{\tau}\frac{e^{-(\sigma\pm ism)(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}}\frac{\partial B_{\pm}^m}{\partial Z}d\tau' = 0\Big|_{Z=L_{2\mathrm{D}}}. \end{aligned} \tag{52}$$

4.3.1. Динамика МСЭ с односекционным коаксиальным двумерным брэгговским резонатором. На рис. 19, *a* показаны зависимости временных инкрементов $\mathrm{Im}\,\hat{\Omega}$ и собственных частот $\mathrm{Re}\,\hat{\Omega}$ мод с различным числом азимутальных вариаций поля m от нормированного периметра системы L_x. Видно, что инкремент азимутально-симметричной моды от периметра не зависит и превышает инкременты прочих мод. Например, при $L_x = 50$ (что при параметре усиления $C = 7 \cdot 10^{-3}$ соответствует $l_x/\lambda \approx 10^3$) инкремент основной моды $m = 0$ примерно вдвое превосходит инкремент конкурирующей моды $m = -1$.

Вывод о высокой селективности двумерных брэгговских структур в области периметров $l_x/\lambda \leqslant 10^3$ подтверждается и результатами моделирования нелинейной стадии процесса взаимодействия. На рис. 19, *b* показаны области, в которых реализуются различные режимы генерации на плоскости параметров: периметр L_x – электронная расстройка синхронизма Δ. Как следует из рисунка, пока периметр не превышает значения $L_x \leqslant 10$ ($l_x/\lambda \leqslant 2 \cdot 10^2$), имеет

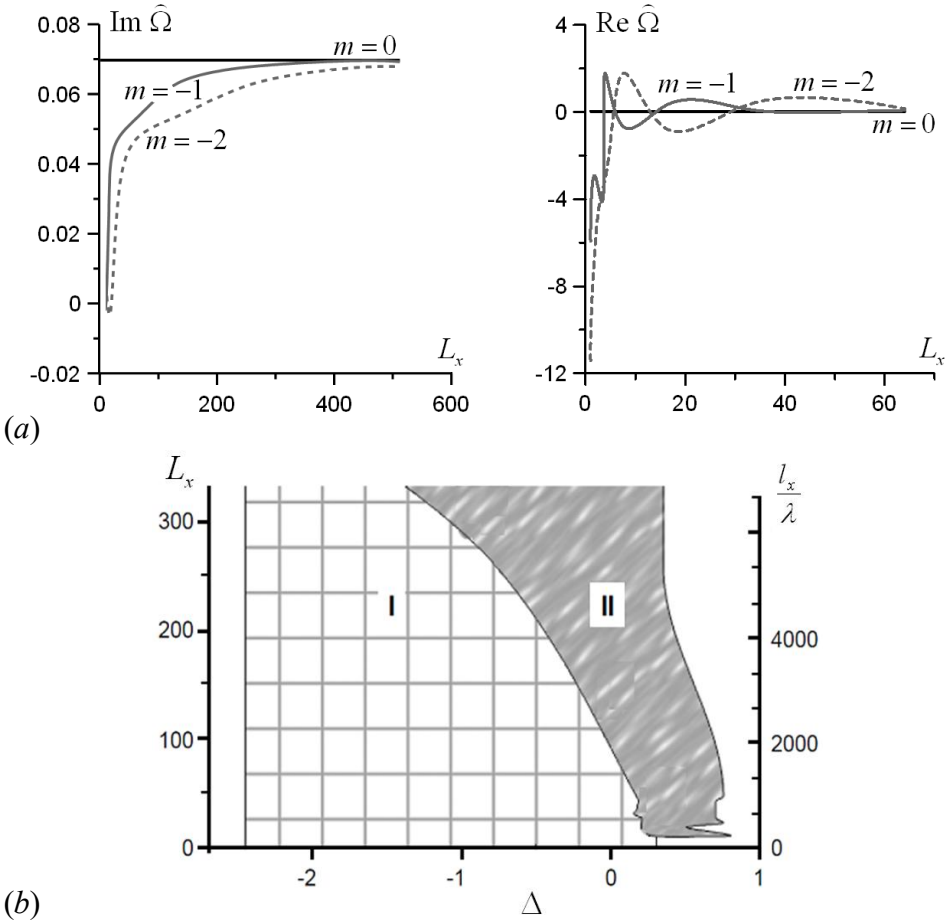


Рис. 19. Результаты моделирования МСЭ с односекционным коаксиальным двумерным брэгговским резонатором. (*a*) Зависимость от нормированного периметра L_x инкремента $\mathrm{Im}\,\hat{\Omega}$ (слева) и электронного сдвига частоты $\mathrm{Re}\,\hat{\Omega}$ (справа) для мод с различным азимутальным индексом m ($\Delta = -2$). (*b*) Зоны возбуждения мод с различным числом азимутальных вариаций m на плоскости параметров: нормированный периметр L_x (l_x/λ) – расстройка синхронизма Δ ($\alpha = 0.4$, $L_z = 3.9$, $\sigma = 0.05$) [65]

Fig. 19. Results of simulations of FEM with a single-section coaxial 2D Bragg resonator. (*a*) Dependence on the normalized perimeter L_x of the increment $\mathrm{Im}\,\hat{\Omega}$ (left) and the electron frequency shift $\mathrm{Re}\,\hat{\Omega}$ (right) for modes with different azimuth index m ($\Delta = -2$). (*b*) Excitation zones of modes with different azimuthal indexes m on the parameter plane: normalized perimeter L_x (l_x/λ) vs synchronism detuning Δ ($\alpha = 0.4$, $L_z = 3.9$, $\sigma = 0.05$) [65]

место исключительно возбуждение азимутально-симметричной моды во всей области изменений параметра Δ, то есть независимо от энергии частиц генерируется мода $m = 0$. По мере увеличения периметра инкременты азимутально-несимметричных мод приближаются к инкременту симметричной моды (ср. с рис. 19, *a*). В этом случае имеет место заметный рост амплитуд нескольких азимутальных мод на линейной стадии взаимодействия и подавление одной модой других мод на нелинейной стадии [65]. При этом в области «I» в нелинейной конкуренции побеждает азимутально-симметричная мода $m = 0$, в то время как в области «II» выживает одна из азимутально-несимметричных мод с $m \neq 0$ (наблюдалось возбуждение мод с азимутальными индексами в пределах $m \leqslant 5$). Однако до $L_x < 50$ ($l_x/\lambda \leqslant 10^3$) во всей зоне расстроек синхронизма, в которой выполнены условия самовозбуждения для азимутально-симметричной моды, эта мода побеждает в процессе нелинейной конкуренции. При $L_x > 50$ зона генерации на моде $m = 0$ начинает сокращаться, и появляется зона расстроек, в которой генерация устанавливается на одной из азимутально-несимметричных мод.

При больших периметрах $L_x > 300$ характеристики стационарного режима генерации при возбуждении мод с различным азимутальным индексом практически не меняются. Фактически, здесь следует говорить о вырождении указанных мод по инкременту, частоте и продольной структуре. При выбранном параметре Пирса и длине системы $l_z/\lambda \sim 10^2$ вырождение имеет место при «сверхбольших» значениях периметра $l_x/\lambda \sim 10^4$.

Как уже отмечалось выше, важным фактором для рассматриваемой схемы генератора являются омические потери, прежде всего, для бегущих по азимуту парциальных волн. В рамках квазиоптического приближения азимутально-симметричные моды обладают конечной добротностью, обусловленной дифракционными потерями, и, соответственно, установление стационарных режимов возможно в отсутствие омических потерь, то есть в предположении об идеальной проводимости стенок резонатора. Тем не менее, учет конечности проводимости оказывает значительное влияние на энергетический баланс. Проведенный анализ показывает [65], что существует оптимальное значение параметра $\sigma = 0.06$, при котором достигается наилучшее соотношение между мощностью, отдаваемой электронным потоком, и излучаемой мощностью. Однако и в этом случае доля омических потерь превышает 50%. Заметим, что при больших значениях параметров потерь добротности всех мод, независимо от азимутального индекса, сравниваются и определяются омической добротностью. Тем не менее, разделение зон режимов генерации на плоскости параметров $(L_x; \Delta)$ остается аналогичным представленным на рис. 19, *b*. При этом преобладающей, в том числе, и при больших периметрах, остается зона генерации, связанная с возбуждением азимутально-симметричной моды.

4.3.2. Коаксиальный МСЭ с комбинированным резонатором, составленным из одномерного и двумерного брэгговских зеркал. Основным недостатком МСЭ с односекционным двумерным брэгговским резонатором являются значительные амплитуды «запертых» циркулирующих по азимутальной координате поперечных волновых потоков, которые приводят к большим омическим потерям и могут способствовать развитию ВЧ-пробоев. В этой связи оптимальной представляется схема МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором [67], составленным из двумерного и одномерного брэгговских зеркал (рис. 20, *a*). В этой схеме двумерное брэгговское зеркало, расположенное на катодном конце пространства взаимодействия, обеспечивает синхронизацию излучения поперек широкого трубчатого электронного потока. Процесс усиления излучения, в основном, происходит в регулярной части резонатора, и на коллекторном конце оказывается достаточным использование традиционного «одномерного» брэгговского зеркала, отражающего небольшую часть мощности выходного излучения и обеспечивающего замыкание кольца обратной связи. В этом случае амплитуды азимутальных потоков энергии во

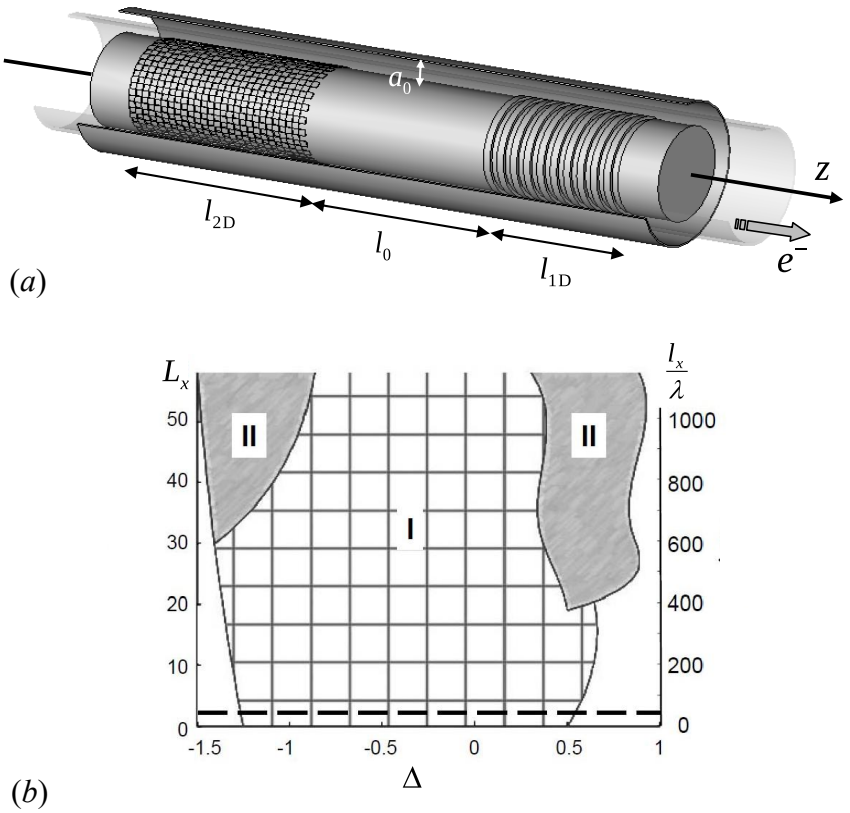


Рис. 20. (*a*) Схема коаксиального МСЭ-генератора с комбинированным двухзеркальным резонатором на основе двумерного и одномерного отражателей и (*b*) результаты моделирования зон возбуждения мод с различным числом азимутальных вариаций m на плоскости параметров: периметр L_x (l_x/λ) – расстройка синхронизма δ ($\alpha_{2D} = 0.5$, $\alpha_{1D} = 0.35$, $L_{2D} = 0.6$ $L_0 = 4$, L_{1D}, σ = 0.01). Штриховая линия соответствует параметрам 37-ГГц Стратклайдского МСЭ с двумерной РОС [65]

Fig. 20. (*a*) Scheme of coaxial FEM-oscillator with combined two-mirror resonator formed by 2D and 1D Bragg reflectors and (*b*) results of simulations of the excitation zones of modes with different azimuthal indexes m on the parameter plane: normalized perimeter L_x (l_x/λ) vs synchronism detuning δ ($\alpha_{2D} = 0.5$, $\alpha_{1D} = 0.35$, $L_{2D} = 0.6$ $L_0 = 4$, L_{1D}, σ = 0.01). Dashed line corresponds to the parameters of the 37-GHz Strathclyde FEM with 2D distributed feedback [65]

входном двумерном зеркале оказываются относительно небольшими, а следовательно, невелики и связанные с этими волнами омические потери, которые не оказывают существенного влияния на общий баланс энергии. Одновременно снимается и проблема пробойных ограничений.

Результаты моделирования динамики МСЭ с комбинированным резонатором коаксиальной геометрии в рамках квазиоптического приближения представлены на рис. 20, *b*. На плоскости параметров $(L_x; \Delta)$ показаны области установления различных режимов генерации. Сравнение с рис. 19, *b* показывает, что область расстроек Δ, обеспечивающих генерацию на азимутально-симметричной моде (зона «I»), несколько сужается. Исключительное возбуждение азимутально-симметричной моды во всей области изменений параметра Δ (в полосе самовозбуждения генератора) имеет место вплоть до нормированных периметров $L_x \leqslant 20$. Важно подчеркнуть, что условиям экспериментов по созданию мощного коаксиального МСЭ с двумерной РОС (см. подробнее п. 4.4), соответствует периметр пучка около 24λ и $L_x \approx 1.2$. В настоящий момент наиболее мощный трубчатый пучок реализован в ИСЭ СО РАН [1], его периметр составляет около 100 см, чему в 8-мм диапазоне соответствует нормированный периметр $L_x \approx 5$. Таким образом, моделирование показывает, что использование комбинированных брэгговских резонаторов

в микроволновом диапазоне позволяет обеспечить режим одномодовой одночастотной генерации практически для любых существующих электронных пучков[3].

Как видно из рис. 20, *b*, зоны генерации мод с высокими азимутальными индексами появляются только при значении нормированного периметра $L_x > 20$ (зоны «II»). Тем не менее зона возбуждения основной моды остается достаточно широкой и при $L_x \sim 60$, то есть при периметрах более 10^3 длин волн. Однако и в зонах расстроек, где имеет место возбуждение мод с другими азимутальными индексами, также устанавливается стационарный режим генерации, которому соответствует синхронизация излучения широкого трубчатого РЭП.

Анализ распределения полей парциальных волн в стационарном режиме генерации показывает (см. подробнее [65]), что основное усиление сигнала действительно происходит в регулярной части резонатора. В результате амплитуды квазикритических волн $B_{\pm}$, возбуждающихся в двумерной брэгговской структуре, относительно невелики. Соответственно, невелики и обусловленные этой модой омические и дифракционные потери. В таких условиях до 95% энергии, излученной электронным потоком, выносится с бегущей волной $A_{\pm}$.

Релятивистские взрывоэмиссионные пучки характеризуются нестабильностью параметров, поэтому принципиальное значение имеет некритичность к ним частоты генерации. Согласно моделированию [65] во всей полосе самовозбуждения в исследуемой схеме МСЭ частота излучения с точностью до небольшого электронного сдвига близка к брэгговской частоте.

Следует отметить, что стабилизация частоты генерации также имеет место при нарушении аксиальной симметрии системы, в частности, при частичном заполнении пучком поперечного сечения коаксиального резонатора. Моделирование показывает [68], что и в этом случае частота генерации близка к брэгговской частоте. Заметим, что в предположении малой кривизны системы в рамках используемого квазиплоского приближения можно проследить аналогию между коаксиальным МСЭ с частичным заполнением электронным пучком и планарным МСЭ с замыканием поперечных волновых потоков, рассмотренным ранее в п. 2.3. Фактически, частота генерации в таких схемах навязывается входным зеркалом, основанным на связи бегущих и квазикритических волновых потоков и формирующим, по существу, высокодобротный резонатор. Условия самовозбуждения этой входной секции (в отсутствие выходного одномерного брэгговского зеркала) не выполнены, однако ее наличие приводит к стабилизации частоты генерации в двухзеркальном резонаторе. Подобный метод стабилизации частоты имеет место и в МСЭ с модифицированными одномерными брэгговскими структурами, использующими связь бегущих и квазикритических волн [35, 36].

4.4. Экспериментальное исследование 37-ГГц МСЭ с трубчатым релятивистским электронным пучком и двумерной распределенной обратной связью. Исследования возможности использования двумерной РОС для синхронизации излучения сверхразмерных трубчатых РЭП в МСЭ-генераторах коаксиальной геометрии проводились в сотрудничестве ИПФ РАН и Стратклайдского университета [69–71]. С этой целью был создан специализированный стенд на базе сильноточного ускорителя Стратклайдского университета, формирующий в магнитно-изолированном диоде трубчатый РЭП 0.5 МэВ / 1.5 кА / 300 нс с диаметром 7 см и толщиной около 0.2 см. Пучок транспортировался ведущим магнитным полем порядка 1 Тл в коаксиальном волноводе с диаметром внутреннего и наружного проводников 6 и 8 см, соответственно. Для раскачки баунс-осцилляций электронов использовался ондулятор с периодом 4 см, который представлял собой набор осесимметричных токовых катушек с чередующимся направлением намотки, амплитуда поперечного поля составляла до 0.1 Тл.

[3] Заметим для сравнения, что в случае двухзеркального коаксиального резонатора, составленного из двух «традиционных» (одномерных) брэгговских зеркал, при изменении параметра расстройки синхронизма перескоки между модами с различными азимутальными индексами возникают при $L_x \sim 1$.

Электродинамическая система МСЭ представляла собой комбинированный двухзеркальный резонатор. На входе (с катодной стороны) располагалась двумерная брэгговская структура с длиной 10.4 см, которая имела шахматную гофрировку поверхности с периодом $d_z \approx 0.8$ см, числом азимутальных вариаций $\bar{M} = 24$ и глубиной 0.08 см, для простоты юстировки системы гофрировка была выполнена только на внутреннем проводнике (рис. 21, *a*). Гофрировка обеспечивала связь четырех парциальных волн TEM↔$TE_{24,0}$-типа в районе частоты 37 ГГц, расчетный коэффициент связи волн $\alpha_{2D} \approx 0.12$ см$^{-1}$. Дисперсионная диаграмма для парциальных волн показана на рис. 21, *b*. На выходе с коллекторной стороны использовалась одномерная брэгговская структура длиной 10 см, которая имела гофрировку в виде прямоугольных канавок с периодом 0.4 см, глубиной 0.04 см и обеспечивала связь прямой и встречной волн TEM-типа (коэффициент связи $\alpha_{1D} \approx 0.08$ см$^{-1}$).

Результаты моделирования коаксиального МСЭ-генератора с комбинированным брэгговским резонатором при параметрах, близких к условиям экспериментов, представлены на рис. 22. В переходной стадии ($0 < t < 100$ нс) в спектре сигнала присутствуют следующие группы мод: моды семейства «1», отличающиеся азимутальным индексом и имеющие частотный интервал около 1.5 ГГц, моды (семейство «2») входной двумерной брэгговской структуры, модифицированные небольшими (менее 10% по мощности) отражениями от выходного зеркала, с частотным интервалом около 40 МГц и, наконец, моды (семейство «3») двухзеркального комбинированного резонатора, образованного двумерным и одномерным брэгговскими рефлекторами, которые отличаются числом продольных вариаций поля (продольные моды) и имеют частотное расстояние $\Delta f \approx c/2(l_{2D} + l_0 + l_{1D})$, что в условиях моделируемого эксперимента составляет около 250 МГц. Моды из семейств «1» и «2» обладают меньшей добротностью и, в результате, на финальной стадии эволюции ($t > 100$ нс) в спектре доминирует спектральная компонента

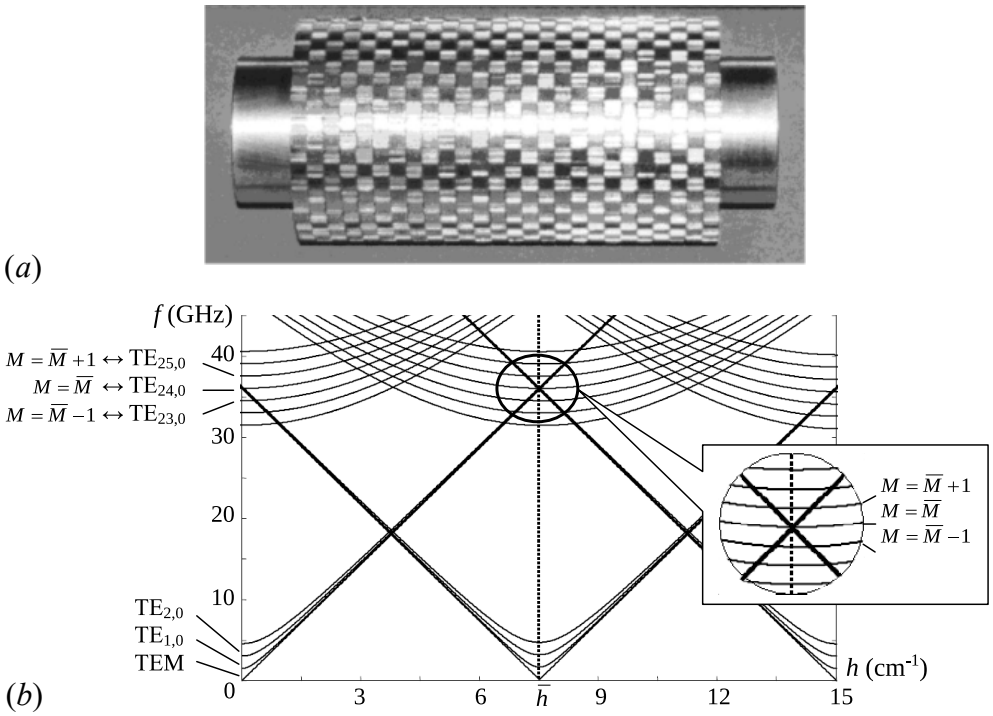


Рис. 21. (*a*) Фотография внутреннего проводника коаксиальной двумерной брэгговской структуры с «шахматной» гофрировкой и (*b*) дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая связь парциальных волн в данной структуре

Fig. 21. (*a*) Photograph of the internal conductor of coaxial 2D Bragg structure with «chessboard-pattern» corrugation and (*b*) dispersion diagram illustrating coupling of the partial waves in this structure

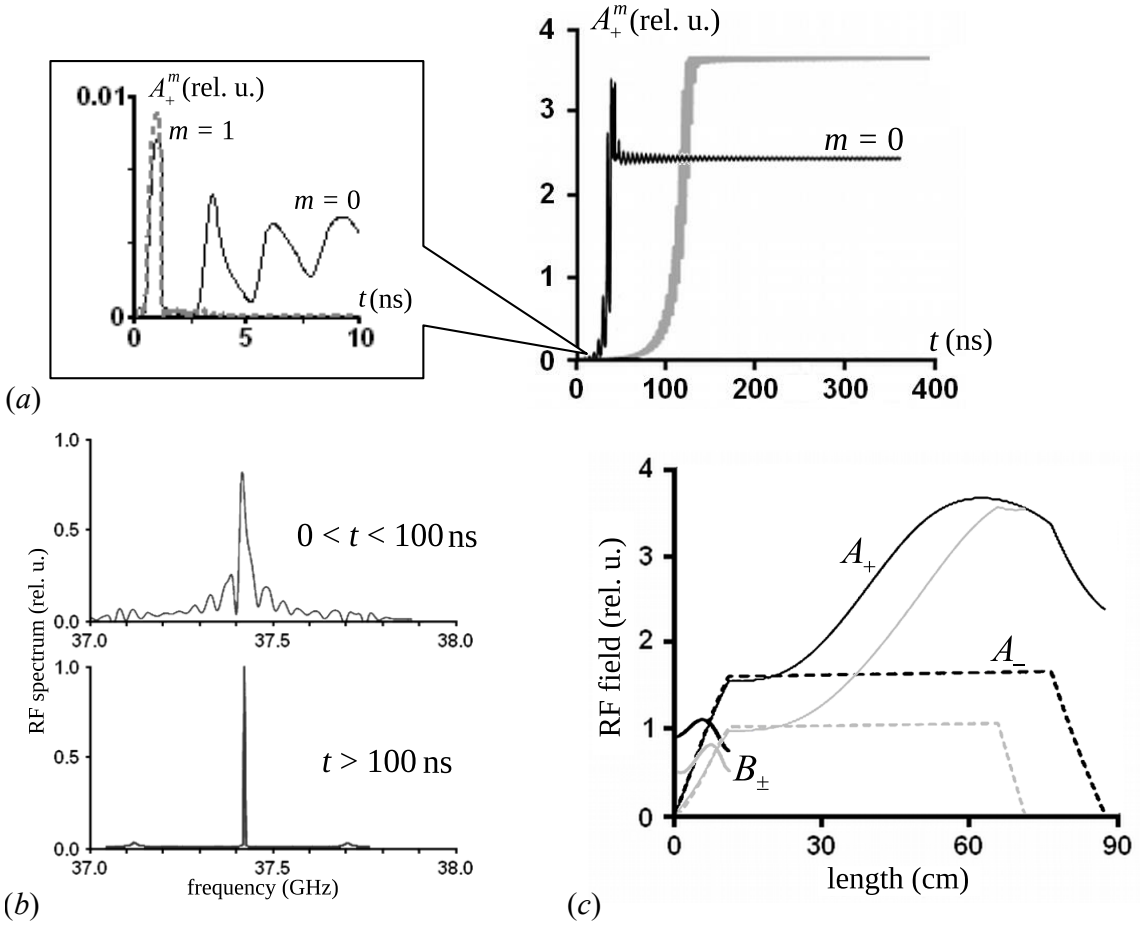


Рис. 22. Результаты моделирования коаксиального 37-ГГц Стратклайдского МСЭ с комбинированным брэгговским резонатором: (*a*) зависимость от времени амплитуд различных азимутальных мод на выходе системы, (*b*) спектр выходного излучения в различные промежутки времени и (*c*) продольное распределение амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации. Черным цветом показаны кривые, соответствующие экспериментальному макету ($l_{2D} = 10.4$ см, $l_0 = 65$ см, $l_{1D} = 5$ см, $l_x = 22$ см, $\alpha_{2D} = 0.12$ см$^{-1}$, $\alpha_{1D} = 0.08$ см$^{-1}$, $C = 7 \cdot 10^{-3}$), кривые серого цвета – резонатор с оптимизированной геометрией ($l_0 = 50$ см, $\alpha_{1D} = 0.04$ см$^{-1}$) [71]

Fig. 22. Results of simulations of 37-GHz Strathclyde FEM with combined Bragg resonator: (*a*) time dependence of the amplitudes of various azimuthal modes at the output of the oscillator, (*b*) spectrum of the output radiation at different time intervals and (*c*) longitudinal profile of amplitudes of the partial waves in the stationary regime. Black curves correspond to the experimental prototype ($l_{2D} = 10.4$ cm, $l_0 = 65$ cm, $l_{1D} = 5$ cm, $l_x = 22$ cm, $\alpha_{2D} = 0.12$ cm^{-1}, $\alpha_{1D} = 0.08$ cm^{-1}, $C = 7 \cdot 10^{-3}$), gray curves to the resonator with optimized geometry ($l_0 = 50$ cm, $\alpha_{1D} = 0.04$ cm^{-1}) [71]

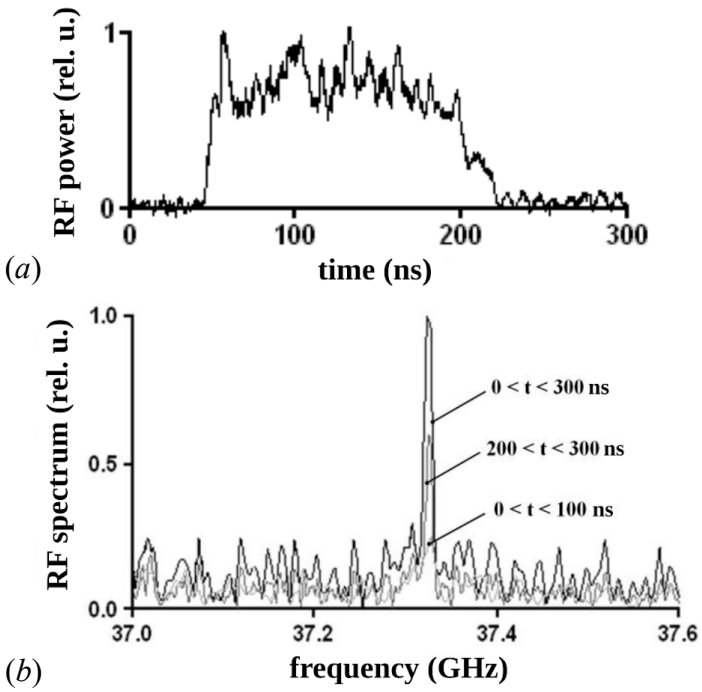


Рис. 23. Результаты экспериментального исследования коаксиального 37-ГГц Стратклайдского МСЭ с двумерной РОС: (*a*) типичная осциллограмма СВЧ-импульса и (*b*) результаты гетеродинного измерения спектра в различные промежутки времени [71]

Fig. 23. Results of experimental study of coaxial 37-GHz Strathclyde FEM with 2D distributed feedback: (*a*) typical oscilloscope traces of radiated microwave pulse and (*b*) results of heterodyne spectrum measurements at various time intervals [71]

на частоте брэгговского резонанса, соответствующая одной из продольных мод резонатора с азимутально-симметричной структурой (рис. 22, *b*). Максимальный электронный КПД достигает ∼15% и соответствует выходной мощности около 70 МВт. Важно отметить, что поперечно распространяющиеся парциальные волны $B_{\pm}$ сосредоточены в области катодного (двумерного) отражателя, и их амплитуды относительно невелики (см. рис. 22, *c*). В результате омические потери не превышают 10% от полной мощности, излученной электронным потоком.

В соответствии с результатами моделирования в реализованном МСЭ на основе комбинированного коаксиального резонатора в расчетной области параметров наблюдалась устойчивая узкополосная генерация [70, 71]. Типичная осциллограмма импульсов тока и ВЧ-импульса приведена на рис. 23, *a*. Результаты гетеродинного измерения спектра (рис. 23, *b*) демонстрируют установление одномодового режима генерации и, таким образом, эффективную селекцию мод как по азимутальному, так по продольному индексам. Шумовая компонента в спектре не превышает 5–6% по мощности и связана с наводками от сильноточного РЭП в системе регистрации. Важно, что возбуждение основной азимутально-симметричной моды в окрестности частоты 37 ГГц наблюдалось при всех значениях ондуляторного поля в полосе самовозбуждения генератора. Мощность излучения составила около 50 МВт.

Следует отметить, что моделирование показывает возможность дальнейшей оптимизации геометрии гибридного брэгговского резонатора. Путем уменьшения длины пространства взаимодействия l_0 и величины отражения от выходного зеркала (например, уменьшения глубины гофрировки и, соответственно, коэффициента связи волн α_{1D}) можно добиться увеличения КПД до уровня 20% (см. кривые серого цвета на рис. 22). Омические потери в этом случае составляют ∼5%. Однако при этом происходит увеличение времени переходного процесса.

Заключение

Таким образом, проведенный теоретический анализ в совокупности с успешными экспериментальными реализациями позволяет рассматривать двумерную РОС в различных модификациях как достаточно универсальный метод получения мощного когерентного излучения от электронных пучков ленточной и трубчатой геометрии с размерами на несколько порядков превосходящих длину волны.

В этой связи можно сделать следующее заключительное замечание. Большинство современных работ по нелинейной динамике посвящены анализу сложных и сверхсложных динамических режимов в простых системах с небольшим числом степеней свободы. Данный обзор посвящен в известном смысле решению противоположной задачи, а именно нахождению простой одночастной одномодовой динамики в сложной и сверхсложной распределенной динамической системе. Фактически, на основании проведенных исследований можно утверждать, что двумерная распределенная обратная связь, реализуемая на основе двумерных брэгговских резонаторов, является таким достаточно универсальным решением. При определенной адаптации она может быть использована в релятивистских черенковских генераторах поверхностной волны [72–75]. В этом случае двумерно-периодическая структура является одновременно и брэгговским резонатором, и замедляющей системой. С практической точки зрения не менее привлекательным является использование двумерной РОС в полупроводниковых лазерах, где двумерный брэгговский резонатор может быть реализован на основе планарного диэлектрического волновода с соответствующей гофрировкой одной из поверхностей [76, 77].

Библиографический список

1. *Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н., Кошелев В.И., Сухушин К.Н.* Формирование трубчатых микросекундных электронных пучков при мегавольтных напряжениях на диоде // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 3. С. 483–494.
2. *Arzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Yushkov M.V.* Generation and transport of 140 kJ ribbon electron beam // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72, no. 4. P. 1657–1663.
3. *Аржанников А.В., Синицкий С.Л.* Килоамперные электронные пучки для накачки колебаний в вакууме и плазме. Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2016, 258 с.
4. *Аржанников А.В., Самцов Д.А., Синицкий С.Л., Степанов В.Д.* Угловая расходимость электронов при генерации двух ленточных пучков в едином ускорительном диоде (моделирование, эксперимент) // Сибирский физический журнал. 2020. Т. 15, № 1. С. 24–42.
5. *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И.* Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // В кн: «Релятивистская высокочастотная электроника», Горький: ИПФ АН СССР, 1981. Вып. 2, С. 62–101.
6. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
7. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. М.: Физматлит, 2003.
8. *Черепенин В.А.* Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения // УФН. 2006. Т. 176, № 10. С. 1124–1130.
9. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А.* Релятивистский многоволновый черенковский генератор // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 22. С. 1385–1389.
10. *Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г., Коровин С.Д., Полевин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В.* Экспериментальные исследования секционированного СВЧ генератора с релятивистским электронным пучком // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 1. С. 9–13.

11. *Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И. М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И.* Индуцированное циклотронное излучение электронов в открытых резонаторах // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2, № 9. С. 430–435.
12. *Русин Ф.С., Богомолов Г.Д.* Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 6. С. 236–239.
13. *Glyavin M.Yu., Denisov G.G., Khazanov E.A.* From millimeter to microns – IAP RAS powerful sources for various applications // Proc. of the 3rd Int. Conf. «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (TERA-2018), N. Novgorod, Oct. 22–25, 2018. EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 195. P. 00001.
14. *Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q.* High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59, no. 7. P. 073001.
15. *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г.* Резонатор: Авт. свид. СССР № 720592. Бюл. № 9, 1980.
16. *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* FEL's with Bragg reflection resonators: cyclotron autoresonance masers versus ubitrons // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19, no. 3. P. 282–296.
17. *Kogelnik H., Shank C.V.* Coupled-wave theory of distributed feedback lasers // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2327–2335.
18. *Yariv A.* Quantum Electronics. John Wiley and Sons Inc., N.Y., 1975.
19. *Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М.* Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона волн // В кн.: «Релятивистская высокочастотная электроника». Горький: ИПФ АН СССР, 1983. Вып. 3. С. 127.
20. *Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B.G.* A 35 GHz Cyclotron Autoresonance Maser Amplifier // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. P. 1302–1304.
21. *Alberti S., Danly B.G., Gulotta G., Giguet E., Kimura T., Menninger W.L., Rullier J.L., Temkin R.J.* Experimental study of a 28 GHz high-power long-pulse Cyclotron Autoresonance Maser oscillator // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71, no. 13. P. 2018–2021.
22. *Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D., Samsonov S.V., Volkov A.B.* Experimental demonstration of high-efficiency Cyclotron-Autoresonance-Maser operation // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75, no. 17. P. 3102–3105.
23. *Cooke S.J., Cross A.W., He W., Phelps A.D.R.* Experimental operation of a cyclotron autoresonance maser oscillator at the second harmonic// Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 4836–4839.
24. *Wang M., Wang Z., Chen J., Lu Z., Zhang L.* Experiments of a raman free electron laser with distributed feedback cavity // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1991. Vol. A304. P. 116–120.
25. *Mima K., Imasaki K., Kuruma S., Akiba T., Ohigashi N., Tsunawaki Y., Tanaka K., Yamanaka C., Nakai S.* Theory and experiments for the induction linac FEL // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1991. Vol. A285. P. 47–52.
26. *Ciocci F., Bartolini R., Doria A., Gallerano G.P., Giovenale E., Kimmitt M.F., Messina G., Renieri A.* Operation of a compact free-electron laser in the millimeter-wave region with a bunched electron beam // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 929–931.
27. *Chu T.S., Hartemann F., Danly B.G., Temkin R.J.* Single-mode operation of a Bragg Free-electron maser oscillator // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. P. 2391–2395.
28. *Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Ser-*

geev A.S. High-efficiency single-mode Free-Electron Maser oscillator based on a Bragg resonator with step of phase of corrugation // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 3574–3577.

29. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Использование двумерной распределенной обратной связи в лазерах на свободных электронах// Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, № 9. С. 23–28.
30. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L.* Super-power free-electron lasers with two-dimension distributed feedback // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1995. Vol. A358. P. 189–192.
31. *Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И.* Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 783–786.
32. *Денисов Г.Г., Резников М.Г.* Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 562–569.
33. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* Two-dimension double-periodic Bragg resonators for free-electron lasers // Optics commun. 1993. Vol. 96, no. 4–6. P. 254-258.
34. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Электродинамические свойства двумерных брэгговских резонаторов // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, № 3. С. 401–414.
35. *Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* О механизме самовозбуждения МСЭ-генераторов в условиях связи распространяющихся и запертых волн // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 20. С. 60–69.
36. *Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I., Golubykh S.M., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Malkin A.M., Sedykh S.N., Sergeev A.S., Sidorov A.I., Zaslavsky V.Yu.* Powerful oversized W-band free-electron maser with advanced Bragg resonator based on coupling of propagating and cut-off waves // Appl. Phys. Lett. 2020. Vol. 116. P. 0006047.
37. *Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Kalinin P.V., Stepanov V.D.* Electrodynamic properties of two-dimensional Bragg resonators of planar geometry // Optics Commun. 2001. Vol. 187, no. ER4-6. P. 311–316.
38. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Denisov G.G., Kuzikov S.V., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M.* Observation of the high-Q modes inside resonance zone of 2D Bragg structures // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 103512.
39. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M.* High-selective two-dimensional Bragg resonators of planar geometry: Theoretical, computational and experimental study // J. of Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 114504.
40. *Yablonovitch E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2059–2062.
41. https://en.wikipedia.org/wiki/Photonic_crystal#References
42. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* Dynamics of free-electron lasers with two-dimension distributed feedback // Optics commun. 1994. Vol. 112. P. 151–156.
43. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Konoplev I.V., Robb G.R.M., Cross A.W., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L.* Theory and design of a free-electron maser with two-dimensional feedback driven by a sheet electron beam // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60, no. 1. P. 935–945.
44. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu.* Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field // Phys. Rev. ST – Accel. and Beams. 2013. Vol. 16. P. 090701.
45. *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zotova I.V.* Powerful

terahertz free electron lasers with hybrid Bragg reflectors // Phys. Rev. ST – Accel. and Beams. 2011. Vol. 14. P. 042001.

46. *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Калинин П.В., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Синицкий С.Л.* Брэгговские дефлекторы волновых потоков для мощных релятивистских мазеров // ЖТФ. 2019. Т. 89, № 5. С. 762–770.

47. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Синицкий С.Л.* К теории планарных ЛСЭ с комбинированными резонаторами, составленными из одномерного и двумерного брэгговских зеркал // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 16. С. 8–16.

48. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Robb G.R.M.* Mode competition and control in free electron devices with one and two dimensional Bragg resonators // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. Vol. 24, no. 3. P. 770–781.

49. *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Иваненко В.Г., Иванов И.А., Калинин П.В., Кузнецов А.С., Кузнецов С.А., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Синицкий С.Л., Степанов В.Д.* Генерация пространственно-когерентного излучения в мазере на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, № 11. С. 715–719.

50. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Синицкий С.Л.* Использование двумерной распределенной обратной связи для синхронизации многопучковой системы планарных МСЭ // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, № 6. С. 50–58.

51. *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Калинин П.В., Кузнецов С.А., Синицкий С.Л., Степанов В.Д.* К теории планарного МСЭ-генератора с циркуляцией поперечных электромагнитных потоков в двумерном брэгговском зеркале // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 12. С. 80–85.

52. *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Калинин П.В., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Синицкий С.Л., Степанов В.Д., Тумм М.* Генерация мощного узкополосного излучения 75 GHz в мазере на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, № 18. С. 8–16.

53. *Arzhannikov A.V., Thumm M.K.A., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ginzburg N.S., Ivanov I.A., Kalinin P.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Kuznetsov S.A., Makarov M.A., Mekler K.I., Peskov N.Yu., Polosatkin S.V., Popov S.S., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Sklyarov V.F., Stepanov V.D., Vyacheslavov L.N., Zaslavsky V.Yu.* Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2015. Vol. 5, no. 3. P. 478–485.

54. *Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Zaslavsky V.Yu.* Using two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation from two parallel sheet electron beams in free-electron maser // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117, no. 11. P. 114801.

55. *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Калинин П.В., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Синицкий С.Л.* Использование кольцевого резонатора бегущей волны с брэгговскими дефлекторами в двухстадийном терагерцовом лазере на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 17. С. 11–21.

56. *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Калинин П.В., Песков Н.Ю., Сандалов Е.С., Сергеев А.С., Синицкий С.Л., Степанов В.Д.* Планарные ЛСЭ терагерцового диапазона, основанные на использовании интенсивных параллельных ленточных электронных пучков и внутрирезонаторного рассеяния волн // Изв. РАН: Сер. Физическая. 2019. Т. 83, № 2. С. 162–168.

57. *Flyagin V.A., Khizhnyak V.I., Manuilov V. N., Moiseev M.A., Pavelyev A.B., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A.* Investigations of advanced coaxial gyrotrons at IAP RAS // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 2003. Vol. 24, no. 1. P. 2–17.
58. *Piosczyk B., Dammertz, G., Dumbrajs O., Drumm O., Illy S., Jin J., Thumm M.* A 2-MW, 170-GHz coaxial cavity gyrotron // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2004. Vol. 32, no. 2. P. 413–417.
59. *Ковалев Н.Ф.* О двумерном брэгговском резонаторе // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 4. С. 299–313.
60. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М: Сов. радио. 1957. 440 с.
61. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Влияние дифракционных эффектов на электродинамические характеристики двумерных брэгговских резонаторов коаксиальной геометрии // ЖТФ. 2003. Т. 73, №.12. С. 54–65.
62. *Гинзбург Н.С., Коноплев И.В., Сергеев А.С.* Использование двумерной распределенной обратной связи для синхронизации излучения в ЛСЭ с трубчатыми РЭП большого диаметра // ЖТФ. 1996. Т. 66, № 5. С. 108–117.
63. *Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И.* К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 4. С. 622–634.
64. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Konoplev I.V., Fisher L., Ronald K., Phelps A.D.R., Cross A.W., Thumm M.* Mechanism of azimuthal mode selection in two-dimensional coaxial Bragg resonators // J. of Appl. Phys. 2009. Vol. 105, no. 12. P. 124519.
65. *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Нелинейная теория коаксиальных мазеров на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью (квазиоптическое приближение) // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 3. С. 9–20.
66. *Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С.* Нестационарная теория электронных генераторов с дифракционным выводом излучения // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106–114.
67. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Cross A.W.* The use of a hybrid resonator consisting of 1-D and 2-D Bragg reflectors for generation of spatially-coherent radiation in a coaxial free-electron laser // Physics of Plasmas. 2002. Vol. 9, no. 6. P. 2798–2802.
68. *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Стабилизация частоты излучения в мазерах на свободных электронах с двумерной и одномерной распределенной обратной связью // ЖТФ. 2009. Т. 79, № 9. С. 142–145.
69. *Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Konoplev I.V., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Ronald K., Sergeev A.S., Whyte C.G.* Experimental studies of two-dimensional coaxial Bragg structures for a high-power Free-Electron Maser // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80, no. 9. P. 1517–1519.
70. *Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W., Ronald K., Whyte C.G., Robertson C.W., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Thumm M.* Co-axial Free-Electron Maser based on two-dimensional distributed feedback // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 056406.
71. *Arzhannikov A.V., Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Kalinin P.V., Konoplev I.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Robertson C.W., Ronald K., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Whyte C.G., Zaslavsky V.Yu.* Production of powerful spatially coherent radiation in planar and coaxial FEM exploiting two-dimensional distributed feedback // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2009. Vol. 37, no. 9. P. 1792–1800.
72. *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Черенковские мазеры с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 2. С. 77–86.

73. *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu.* Powerful surface-wave oscillators with two-dimensional periodic structures // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, no. 14. P. 143510.
74. *Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Peskov N.Yu., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V.* Synchronization of radiation in an oversized coaxial Ka-band backward wave oscillator using two-dimensional Bragg structure // Phys. Rev. ST – Accel. and Beams. 2015. Vol. 18, no. 12. P. 120701.
75. *Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu.* Theoretical and experimental studies of relativistic oversized Ka-band surface-wave oscillator based on 2D periodical corrugated structure // Phys. Rev. Accel. and Beams. 2018. Vol. 21, no. 8. P. 080701.
76. *Ginzburg N.S., Baryshev V.R., Sergeev A.S., Malkin A.M.* Dynamics of semiconductor lasers with two-dimensional distributed feedback // Phys. Rev. A. 2015. Vol. 91, no. 5. P. 053806.
77. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Заславский В.Ю., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Сергеев А.С., Барышев В.Р., Проявин М.Д., Соболев Д.И.* Двумерные брэгговские резонаторы на основе планарных диэлектрических волноводов (от теории к модельному тестированию) // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 10. С. 1315–1320.

References

1. Bastrikov A.N., Bugaev S.P., Kiselev I.N., Koshelev V.I., Sukhushin K.N. Formation of hollow microsecond electron beams at MV voltages in a diode. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 1988, vol. 58, no. 3, pp. 483–494 (in Russian).
2. Arzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Yushkov M.V. Generation and transport of 140 kJ ribbon electron beam. *J. Appl. Phys*, 1992, vol. 72, no. 4, p. 1657–1663.
3. Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. Kiloampere electron beams for pumping oscillations in vacuum and plasma. Novosibirsk: Novosibirsk State University, 2016, 258 p. (in Russian).
4. Arzhannikov A.V., Samtsov D.A., Sinitsky S.L., Stepanov V.D. Angular divergence of electrons in generating two ribbon beams in a single accelerating diode (simulation, experiment). *Sibirsky Fizichesky Zhurnal*, 2020, vol. 15, no. 1, pp. 24–42 (in Russian).
5. Kovalev N.F., Petelin M.I. Mode selection in high-frequency relativistic electron generators with distributed interaction. In: Relativistic High-Frequency Electronics. Gorky: Institute of Applied Physics of Academy of Sciences of USSR, 1981, is. 2, pp. 62–101 (in Russian).
6. Rabinovich M.I., Trubetskov D.I. Introduction to the Theory of Vibrations and Waves. Moscow, Nauka, 1984 (in Russian).
7. Trubetskov D.I., Khramov A.E. Lectures on Microwave Electronics for Physicists. Two Volumes. Moscow, Fizmatlit, 2003 (in Russian).
8. Cherepenin V.A. Relativistic multiwave oscillators and their possible applications. *Physics-Uspekhi*, 2006, vol. 49, no. 10, pp. 1097–1102.
9. Bugaev S.P., Kanavets V.I., Klimov A.I., Koshelev V.I., Cherepenin V.A. Relativistic multiwave Cerenkov generator. *Tech. Phys. Lett.*, 1983, vol. 9, pp. 596.
10. Bratman V.L., Gubanov V.P., Denisov G.G., Korovin S.D., Polevin S.D., Rostov V.V., Smorgonsky A.V. Experimental study of a sectioned microwave generator with a relativistic electron beam. *Tech. Phys. Lett.*, 1988, vol. 14, no. 1, pp. 9–13 (in Russian).
11. Gaponov A.V., Goldenberg A.L., Grigoryev D.P., Orlova I.M., Pankratova T.B., Petelin M.I. The induced synchrotron radiation of electrons in hollow cavities. *JETP Letters*, 1965, vol. 2, no. 9. pp. 430–435 (in Russian).

12. Rusin F.S., Bogomolov G.D. Generation of electromagnetic oscillations in an open resonator. *JETP Letters*, 1966, vol. 4, no. 6, pp. 160–162.
13. Glyavin M.Yu., Denisov G.G., Khazanov E.A. From millimeter to microns – IAP RAS powerful sources for various applications. *Proc. of the 3rd Int. Conf. «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (TERA-2018), N.Novgorod, Oct. 22–25, 2018. EPJ Web of Conferences*, 2018, vol. 195, p. 00001.
14. Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q. High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive. *Nuclear Fusion*, 2019, vol. 59, no. 7, p. 073001.
15. Kovalev N.F., Petelin M.I., Reznikov M.G. Resonator: USSR Patent No. 720592, 1980.
16. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators: Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons. *IEEE J. Quant. Electr*, 1983, vol. QE-19, no. 3, p. 282–296.
17. Kogelnik H., Shank C.V. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys*, 1972, vol. 43, p. 2327–2335.
18. Yariv A. Quantum Electronics. John Wiley and Sons Inc., N.Y., 1975.
19. Bratman V.L., Denisov G.G., Ofitserov M.M. Masers at the cyclotron autoresonance of the millimeter wave range. In: Relativistic High-Frequency Electronics. Gorky: Institute of Applied Physics of Academy of Sciences of USSR, 1983, is. 3. pp. 127 (in Russian).
20. Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B.G. A 35 GHz Cyclotron Autoresonance Maser Amplifier. *Appl. Phys. Lett*, 1989, vol. 54, p. 1302–1304.
21. Alberti S., Danly B.G., Gulotta G., Giguet E., Kimura T., Menninger W.L., Rullier J.L., Temkin R.J. Experimental study of a 28 GHz high-power long-pulse Cyclotron Autoresonance Maser oscillator. *Phys. Rev. Lett*, 1993, vol. 71, no. 13, p. 2018–2021.
22. Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D., Samsonov S.V., Volkov A.B. Experimental demonstration of high-efficiency Cyclotron-Autoresonance-Maser operation. *Phys. Rev. Lett*, 1995, vol. 75, no. 17, p. 3102–3105.
23. Cooke S.J., Cross A.W., He W., Phelps A.D.R. Experimental operation of a cyclotron autoresonance maser oscillator at the second harmonic. *Phys. Rev. Lett.*, 1996. vol. 77, p. 4836–4839.
24. Wang M., Wang Z., Chen J., Lu Z., Zhang L. Experiments of a raman free electron laser with distributed feedback cavity. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*, 1991, vol. A304. p. 116–120.
25. Mima K., Imasaki K., Kuruma S., Akiba T., Ohigashi N., Tsunawaki Y., Tanaka K., Yamanaka C., Nakai S. Theory and experiments for the induction linac FEL. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*, 1991, vol. A285. p. 47–52.
26. Ciocci F., Bartolini R., Doria A., Gallerano G.P., Giovenale E., Kimmitt M.F., Messina G., Renieri A. Operation of a compact free-electron laser in the millimeter-wave region with a bunched electron beam. *Phys. Rev. Lett*, 1993, vol. 70, p. 929–931.
27. Chu T.S., Hartemann F., Danly B.G., Temkin R.J. Single-mode operation of a Bragg Free-electron maser oscillator. *Phys. Rev. Lett*, 1994, vol. 72, p. 2391–2395.
28. Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. High-efficiency single-mode Free-Electron Maser oscillator based on a Bragg resonator with step of phase of corrugation. *Phys. Rev. Lett*, 2000, vol. 84, p. 3574–3577.
29. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Use of two-dimensional distributed feedback in free electron lasers. *Tech. Phys. Lett.*, 1992, vol. 18, no. 9, pp. 23–28 (in Russian).

30. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. Super-power free-electron lasers with two-dimension distributed feedback. *Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A*, 1995, vol. A358. p. 189–192.
31. Kovalev N.F., Orlova I.M., Petelin M.I. Transformation of waves in a multimode waveguide with corrugated walls. *Radiophys. Quantum Electron.*, 1968, vol. 11, no. 5, pp. 783–786 (in Russian).
32. Denisov G.G., Reznikov M.G. Corrugated cylindrical resonators for short-wave relativistic microwave generators. *Radiophys. Quantum Electron.*, 1982, vol. 25, no. 5, pp. 562–569 (in Russian).
33. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Two-dimension double-periodic Bragg resonators for free-electron lasers. *Optics commun*, 1993, vol. 96, no. 4–6. p. 254-258.
34. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Electrodynamic properties of two-dimensional Bragg resonators. *J. Comm. Technology Electron.*, 1995, vol. 40, no. 5, pp. 8–21.
35. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Mechanism of free electron maser self-excitation using coupled propagating and trapped modes. *Tech. Phys. Lett.*, 2006, vol. 32, no. 10, pp. 896–900.
36. Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I., Golubykh S.M., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Malkin A.M., Sedykh S.N., Sergeev A.S., Sidorov A.I., Zaslavsky V.Yu. Powerful oversized W-band free-electron maser with advanced Bragg resonator based on coupling of propagating and cut-off waves. *Appl. Phys. Lett*, 2020, vol. 116, p. 0006047.
37. Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Kalinin P.V., Stepanov V.D. Electrodynamic properties of two-dimensional Bragg resonators of planar geometry. *Optics Commun*, 2001, vol. 187, no. ER4-6. p. 311-316.
38. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Denisov G.G., Kuzikov S.V., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M. Observation of the high-Q modes inside resonance zone of 2D Bragg structures. *Appl. Phys. Lett*, 2008, vol. 92, p. 103512.
39. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M. High-selective two-dimensional Bragg resonators of planar geometry: theoretical, computational and experimental study. *J. of Appl. Phys*, 2012, vol. 112, p. 114504.
40. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett*, 1987, vol. 58, p. 2059–2062.
41. https://en.wikipedia.org/wiki/Photonic_crystal#References
42. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Dynamics of free-electron lasers with two-dimension distributed feedback. *Optics commun*, 1994, vol. 112, p. 151–156.
43. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Konoplev I.V., Robb G.R.M., Cross A.W., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. Theory and design of a free-electron maser with two-dimensional feedback driven by a sheet electron beam. *Phys. Rev. E*, 1999, vol. 60, no. 1, p. 935–945.
44. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field. *Phys. Rev. ST - Accel. and Beams*, 2013, vol. 16, p. 090701.
45. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zotova I.V. Powerful terahertz free electron lasers with hybrid Bragg reflectors. *Phys. Rev. ST - Accel. and Beams*, 2011, vol. 14, p. 042001.
46. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Zaslavskii V.Yu., Kalinin P.V., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L. Bragg Deflectors of Wave Fluxes for High-Power Relativistic Masers. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2019, vol. 64, no. 5, pp. 711–719.

47. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. Planar free-electron lasers with combined 1D/2D Bragg mirror resonators: A theoretical study. *Tech. Phys. Lett.*, 2000, vol. 26, no. 8, pp. 701–704.
48. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Robb G.R.M. Mode competition and control in free electron devices with one and two dimensional Bragg resonators. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1996, vol. 24, no. 3, p. 770–781.
49. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Ivanenko V.G., Ivanov I.A., Kalinin P.V., Kuznetsov A.S., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D. Generation of spatially coherent radiation in free-electron masers with two-dimensional distributed feedback. *JETP Letters*, 2008, vol. 87, no. 11, pp. 618–622.
50. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. A two-dimensional distributed feedback used for synchronization of a multibeam planar free-electron maser system. *Tech. Phys. Lett.*, 2001, vol. 27, no. 3, pp. 240–244.
51. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Sinitsky S.L., Stepanov V.D. Theory of a planar free-electron maser with transverse electromagnetic flux circulation in a 2D Bragg mirror. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 51, no. 12, pp. 1618–1623.
52. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Kalinin P.V., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M. Generation of powerful narrow-band 75-GHz radiation in a free-electron maser with two-dimensional distributed feedback. *Tech. Phys. Lett.*, 2013, vol. 39, no. 9, pp. 801–804.
53. Arzhannikov A.V., Thumm M.K.A., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ginzburg N.S., Ivanov I.A., Kalinin P.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Kuznetsov S.A., Makarov M.A., Mekler K.I., Peskov N.Yu., Polosatkin S.V., Popov S.S., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Sklyarov V.F., Stepanov V.D., Vyacheslavov L.N., Zaslavsky V.Yu. Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams. *IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology*, 2015, vol. 5, no. 3, p. 478–485.
54. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Zaslavsky V.Yu. Using two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation from two parallel sheet electron beams in free-electron maser. *Phys. Rev. Lett*, 2016, vol. 117, no. 11, p. 114801.
55. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Kalinin P.V., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L. A traveling-wave ring resonator with Bragg deflectors in a two-stage terahertz free-electron laser. *Tech. Phys. Lett.*, 2014, vol. 40, no. 9, pp. 730–734.
56. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Kalinin P.V., Peskov N.Yu., Sandalov E.S., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D. Planar THz FELs Based on Intense Parallel Sheet Electron Beams and Intracavity Wave Scattering. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2019, vol. 83, no. 2, pp. 140–145.
57. Flyagin V.A., Khizhnyak V.I., Manuilov V. N., Moiseev M.A., Pavelyev A.B., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A. Investigations of advanced coaxial gyrotrons at IAP RAS. *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*, 2003, vol. 24, no. 1, p. 2–17.
58. Piosczyk B., Dammertz, G., Dumbrajs O., Drumm O., Illy S., Jin J., Thumm M. A 2-MW, 170-GHz coaxial cavity gyrotron. *IEEE Trans. on Plasma Sci*, 2004, vol. 32, no. 2, p. 413–417.
59. Kovalev N.F. On the two-dimensional Bragg resonator. *Radiophys. Quantum Electron.*, 2003, vol. 46, no. 4, pp. 267–280.

60. Vainstein L.A. Electromagnetic waves. M: Sovetskoye Radio, 1957, 440 p. (in Russian).
61. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Effect of diffraction on the electrodynamic characteristics of two-dimensional coaxial Bragg resonators. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 48, no .12. pp. 1554–1564.
62. Ginzburg N.S., Konoplev I.V., Sergeev A.S. Use of two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation in FELs with tubular REBs of large diameter. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 1996, vol. 66, no. 5, pp. 108–117 (in Russian).
63. Bratman V.L., Moiseev M.A., Petelin M.I. On the theory of gyrotrons with a non-fixed structure of a high-frequency field. *Radiophys. Quantum Electron.*, 1973, vol. 16, no. 4, pp. 622–634 (in Russian).
64. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Konoplev I.V., Fisher L., Ronald K., Phelps A.D.R., Cross A.W., Thumm M. Mechanism of azimuthal mode selection in two-dimensional coaxial Bragg resonators. *J. of Appl. Phys*, 2009, vol. 105, no. 12, p. 124519.
65. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Nonlinear theory of coaxial free-electron masers with 2D distributed feedback (quasi-optical approximation). *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 55, no. 3, pp. 326–336.
66. Ginzburg N.S., Zavolsky N.A., Nusinovich G.S., Sergeev A.S. Nonstationary theory of electron generators with diffraction extraction of radiation. *Radiophys. Quantum Electron.*, 1986, vol. 29, no. 1, pp. 106–114 (in Russian).
67. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Cross A.W. The use of a hybrid resonator consisting of 1-D and 2-D Bragg reflectors for generation of spatially-coherent radiation in a coaxial free-electron laser. *Physics of Plasmas*, 2002, vol. 9, no. 6, p. 2798–2802.
68. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Frequency stabilization in free-electron masers with 2D and 1D distributed feedback. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 54, no. 9, pp. 1384–1388.
69. Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Konoplev I.V., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Ronald K., Sergeev A.S., Whyte C.G. Experimental studies of two-dimensional coaxial Bragg structures for a high-power Free-Electron Maser. *Appl. Phys. Lett*, 2002, vol. 80, no. 9, p. 1517–1519.
70. Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W., Ronald K., Whyte C.G., Robertson C.W., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Thumm M. Co-axial Free-Electron Maser based on two-dimensional distributed feedback. *Phys. Rev. E*, 2007, vol. 76, p. 056406.
71. Arzhannikov A.V., Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Kalinin P.V., Konoplev I.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Robertson C.W., Ronald K., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Whyte C.G., Zaslavsky V.Yu. Production of powerful spatially coherent radiation in planar and coaxial FEM exploiting two-dimensional distributed feedback. *IEEE Trans. on Plasma Sci*, 2009, vol. 37, no. 9, p. 1792–1800.
72. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Cherenkov masers with two-dimensional distributed feedback. *Tech. Phys. Lett.*, 2010, vol. 36, no. 1, pp. 83–87.
73. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. Powerful surface-wave oscillators with two-dimensional periodic structures. *Appl. Phys. Lett*, 2012, vol. 100, no. 14, p. 143510.
74. Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Peskov N.Yu., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V. Synchronization of radiation in an oversized coaxial Ka-band backward wave oscillator using two-dimensional Bragg structure. *Phys. Rev. ST - Accel. and Beams*, 2015, vol. 18, no. 12, p. 120701.
75. Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. Theoretical and experimental studies of relativistic oversized Ka-band surface-wave oscilla-

tor based on 2D periodical corrugated structure. *Phys. Rev. Accel. and Beams*, 2018, vol. 21, no. 8, p. 080701.

76. Ginzburg N.S., Baryshev V.R., Sergeev A.S., Malkin A.M. Dynamics of semiconductor lasers with two-dimensional distributed feedback. *Phys. Rev. A*, 2015, vol. 91, no. 5, p. 053806.
77. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Zaslavsky V.Yu., Kocharovskaya E.R., Malkin A.M., Sergeev A.S., Baryshev V.R., Proyavin M.D., Sobolev D.I. 2D bragg resonators based on planar dielectric waveguides (from Theory to Model-Based Testing). *Semiconductors*, 2019, vol. 53, no. 10, pp. 1282–1286.



Гинзбург Наум Самуилович – родился в Горьком (1952), окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета (ГГУ, 1974). После окончания ГГУ работает в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1984) и доктора физико-математических наук (1993) в области физической электроники. В настоящее время – член-корреспондент РАН, заведующий отделом Высокочастотной релятивистской электроники ИПФ РАН, профессор Нижегородского государственного университета (ННГУ), главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН (по совместительству). Область научных интересов включает лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские генераторы поверхностной волны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменные и пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980), Государственной премии РФ (2003). Автор более 250 статей и обзоров по указанной проблематике.

Россия, 603950 Нижний Новгород, Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: ginzburg@ipfran.ru



Песков Николай Юрьевич – родился в Горьком (1966), окончил с отличием физико-технический факультет Горьковского политехнического института в 1989 году (Ленинский стипендиат базовой кафедры ИПФ РАН). После окончания института работает в ИПФ РАН. Защитил кандидатскую диссертацию (1997) и диссертацию доктора физико-математических наук (2011) по специальности физическая электроника. В настоящее время – профессор РАН, заведующий лабораторией ИПФ РАН, профессор ННГУ, ведущий научный сотрудник ИЯФ СО РАН (по совместительству). Основные работы посвящены теоретическому и экспериментальному исследованию мазеров и лазеров на свободных электронах, разработке новых типов электронно-оптических и электродинамических систем, нелинейной динамике электронно-волнового взаимодействия в приборах данного типа. Лауреат Медали РАН с премией для молодых ученых (2000). Автор (соавтор) 150 статей в ведущих отечественных и зарубежных журналах.

Россия, 603950 Нижний Новгород, Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: peskov@ipfran.ru



Сергеев Александр Сергеевич – родился в Горьком (1957). После окончания механико-математического факультета ГГУ им. Н.И. Лобачевского (1980) был распределен в ИПФ АН СССР. Защитил кандидатскую диссертацию (1997) по специальности «Применение вычислительной техники, математического моделирования и математических методов в научных исследованиях». В настоящее время работает в ИПФ РАН в должности заведующего лабораторией. Область научных интересов составляет развитие методов моделирования мощных микроволновых генераторов, исследование одномодовых режимов и сложных динамических процессов в данных системах в условиях существенной сверхразмерности. Опубликовано с соавторами более двухсот статей в ведущих отечественных и зарубежных журналах.

Россия, 603950 Нижний Новгород, Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: sergeev@ipfran.ru



Заславский Владислав Юрьевич – родился в Горьком (1981), окончил радиофизический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского (2004), получив степень магистра радиофизики, и аспирантуру ННГУ (2007), защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2009). С 2002 г. работает в ИПФ РАН, в настоящее время – старший научный сотрудник отдела Высокочастотной релятивистской электроники. Доцент радиофизического факультета ННГУ, читает курсы (спецкурсы) «Физическая электроника» и «Применение современных методов численного анализа для расчета мощных электронных приборов СВЧ». Область научных интересов – моделирование нелинейных процессов в мощных релятивистских генераторах различных типов, их электронно-оптических и электродинамических систем. Лауреат Медали РАН с премией для молодых ученых (2014). Автор (соавтор) более 100 статей в реферируемых научных журналах.

Россия, 603950 Нижний Новгород, Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: zas-vladislav@ipfran.ru



Аржанников Андрей Васильевич – родился на Алтае (1948). Окончил физфак Новосибирского государственного университета (НГУ, 1973) по двум специальностям: «Физика» и «Прикладная математика», аспирантуру ИЯФ СО АН СССР (1975) по специальности «Физика и химия плазмы», защитил диссертации кандидата (1980) и доктора (1993) физико-математических наук. В ИЯФ СО РАН прошел путь до главного научного сотрудника (с 2002 г. по наст. время). На физфаке НГУ профессор по кафедре Физика плазмы (с 1998 г. по наст. время), в период с 2000 по 2010 занимал должность декана. Научная деятельность связана с изучением физики процессов по следующим основным направлениям: формирование килоамперных релятивистских электронных пучков (РЭП), нагрев такими пучками плазмы до термоядерных температур, генерация мощного микроволнового излучения на основе интенсивных ленточных РЭП. По результатам исследований с соавторами опубликовано более 400 работ в рецензируемых научных журналах и трудах конференций.

Россия, 630090 Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьева, 11
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
E-mail: arzhan1@ngs.ru



Синицкий Станислав Леонидович – родился в Благовещенске (1960). Окончил с отличием физический факультет НГУ (1982). По окончании университета работает в ИЯФ СО РАН, с 1993 года и по настоящее время в должности старшего научного сотрудника, ведет активную преподавательскую деятельность на физфаке НГУ. Защитил кандидатскую диссертацию (1992), в настоящее время подготовлена диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Область научных интересов включает теоретическое и экспериментальное исследование процессов формирования сильноточных релятивистских электронных пучков и генерации на их основе мощного микроволнового излучения в пространственно-развитых релятивистских мазерах. Автор (соавтор) более 300 статей в рецензируемых научных журналах и трудах конференций.

Россия, 630090 Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьева, 11
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
E-mail: sinitsky@inp.nsk.ru