



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Ливчина, В. А. Царев, Новые типы фотонно-кристаллических двухзазорных резонаторов для миниатюрных многолучевых клистронов коротковолновой части СВЧ-диапазона, *Письма в ЖТФ*, 2020, том 46, выпуск 3, 35–37

DOI: 10.21883/PJTF.2020.03.48990.18017

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.16.50.94

9 января 2025 г., 05:30:00



13.4

Новые типы фотонно-кристаллических двухзазорных резонаторов для миниатюрных многолучевых клистронов коротковолновой части СВЧ-диапазона

© А.В. Ливчина, В.А. Царев[¶]

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Саратов, Россия

[¶] E-mail: tsarev_va@mail.ru

Поступило в Редакцию 21 августа 2019 г.

В окончательной редакции 1 ноября 2019 г.

Принято к публикации 1 ноября 2019 г.

Представлены результаты трехмерного электродинамического моделирования фотонно-кристаллических двухзазорных резонаторов, предназначенных для применения в миниатюрных многолучевых клистронов. В новых резонаторах сплошной металлический корпус заменен аналогичной ему по форме решеткой из металлических стержней, позволяющей подавлять паразитные виды колебаний. Показано, что такие колебательные системы обладают улучшенным комплексом электродинамических и массогабаритных параметров. Исследованы условия настройки этих систем на высокоэффективный двухмодовый режим взаимодействия с электронным потоком одновременно на двух частотах, соответствующих основному (противофазному) и первому высшему (синфазному) видам колебаний.

Ключевые слова: многолучевой клистрон, фотонно-кристаллический резонатор, двойной зазор, противофазный вид колебаний, синфазный вид колебаний.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.03.48990.18017

В последнее время особый интерес разработчиков электровакуумных приборов коротковолновой части СВЧ-диапазона направлен на исследования так называемых фотонно-кристаллических резонаторов, известных как PBG (photonic band gaps)-структуры [1,2]. Такие резонаторы обладают рядом преимуществ, к числу которых можно отнести простоту технической реализации и возможность подавления паразитных видов колебаний.

В ряде работ предлагалось использовать PBG-структуры в качестве электродинамических систем гиротронов [3], ускорителей [4], ламп бегущей волны [5] и многолучевых клистронов [6–9]. В настоящее время миниатюрные многолучевые клистроны широко применяются в современных подвижных, бортовых и космических системах локации, управления движущимися объектами, навигации, связи [10]. Необходимость дальнейшего развития этих систем требует улучшения комплекса выходных параметров миниатюрных многолучевых клистронов путем использования новых режимов работы и конструкций резонаторов. Одним из таких режимов является многомодовый режим, при котором взаимодействие электронов с СВЧ-полем резонаторов осуществляется не только на основном, но и на высших видах колебаний. Благоприятные возможности для реализации этого режима в миниатюрных многолучевых клистронов предоставляют фотонно-кристаллические резонаторы с двумя высокочастотными (ВЧ) зазорами (DG-PBG-резонаторы) [11]. Однако ранее преимущественно исследовались электродинамические свойства PBG-резонаторов многолучевых клистронов,

содержащих только один ВЧ-зазор, расположенный в зоне дефекта [12].

В настоящей работе исследуются электродинамические свойства многоканальных DG-PBG-резонаторов разных модификаций при их возбуждении одновременно на двух видах колебаний, соответствующих противофазной ($n = 1$) и синфазной ($n = 2$) модам. Сначала рассмотрим особенности конструкции классического двухзазорного резонатора (рис. 1, *a*), выбранного в качестве эталона.

Центральный электрод разделяет пространство взаимодействия (зону дефекта) в продольном направлении на два ВЧ-зазора. Форма центрального электрода в поперечном сечении подобна форме корпуса резонатора. В центральном электроде и в боковых электродах выполнены отверстия с радиусом $a = 0.5$ mm для пропускания многолучевого потока. Число лучей $N = 19$. Отношение диаметра стержня к шагу решетки выбрано равным $\delta/\Delta = 0.5$. Дефектная зона 5 имеет характерный размер S_2 , который в основном определяет резонансную частоту синфазной моды (рис. 1, *b*).

Конструкции резонаторов, изображенные на рис. 1, *c* и *d*, отличаются от конструкции, представленной на рис. 1, *b*, тем, что группа стержней, составляющих основу решетки из металлических стержней, объединена в единый заземляющий электрод с меньшей (рис. 1, *c*) или большей (рис. 1, *d*) площадью поперечного сечения. При этом параметры периодической структуры стержней были выбраны таким образом, чтобы распространение электромагнитных волн, соответствующих паразитным модам, в заданном диапазоне частот было запрещено.

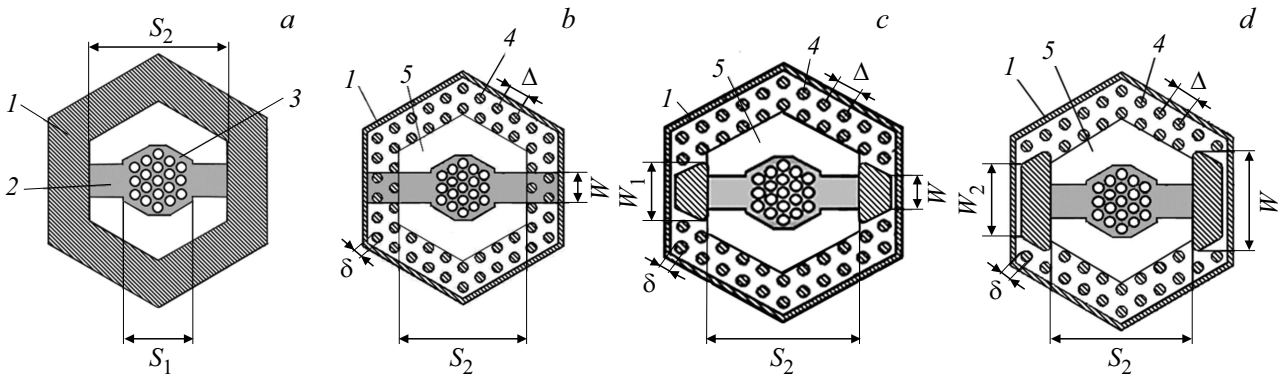


Рис. 1. Исследуемые модели двухзорных резонаторов (вид сверху). *a* — классическая модель резонатора ($S_1 = 6$ мм, $S_2 = 12$ мм); *b–d* — различные типы конструкций DG-PBG-резонаторов. 1 — сплошной металлический корпус, 2 — полосковые резонансные элементы, 3 — центральный электрод, 4 — металлические стержни, 5 — зона дефекта.

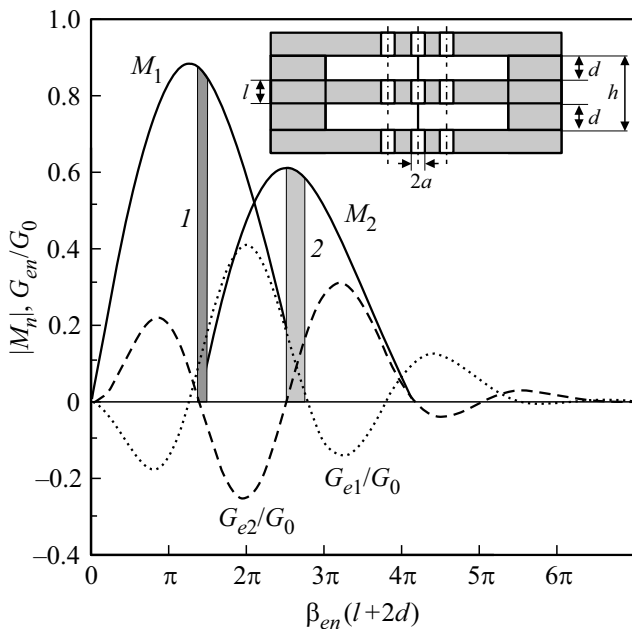


Рис. 2. Зависимости коэффициентов взаимодействия и относительной электронной проводимости от угла пролета двойного зазора $\beta_{en}(l + 2d)$ при $a = 0.5$ мм, $d = 1.5$ мм, $l = 1$ мм, $h = 4$ мм. Цифрами 1, 2 отмечены оптимальные зоны взаимодействия для противофазного ($n = 1$) и синфазного ($n = 2$) видов колебаний.

Путем подбора геометрических параметров решетки и размеров двойного зазора противофазная мода колебаний гибридного резонатора f_1 была настроена на рабочую частоту клистрона, находящуюся в X-диапазоне.

Частота f_2 синфазной моды была выбрана так, чтобы условия взаимодействия с многолучевым электронным потоком были оптимальными как для одной, так и для другой моды колебаний. Для этого с помощью программы трехмерного моделирования „REZON“ [13] был проведен трехмерный расчет структуры электромагнитного поля рассматриваемых резонансных систем.

В процессе расчета по формулам из работы [14] определялись параметры, характеризующие процесс взаимодействия на разных модах (коэффициенты взаимодействия M_n , величины характеристических сопротивлений $\rho_n = R_n/Q_{on}$, относительной электронной проводимости G_{en}/G_0 и собственной добротности Q_{on}):

$$M_n = \left(\int_{-\infty}^{\infty} E_n(z) \exp(-j\beta_{en}z) dz \right) / \left(\int_{-\infty}^{\infty} E_n(z) dz \right), \tag{1}$$

$$\rho_n = R_n/Q_{on} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} |E_n(z)| dz \right]^2 / [2\omega_n W_n], \tag{2}$$

$$G_e = -[G_0/2] \beta_{en} M_n [\partial M_n / \partial \beta_{en}], \tag{3}$$

$$Q_{on} = \omega_n [W_n / P_{Ln}], \tag{4}$$

где $E_n(z)$ — функция распределения продольной компоненты напряженности электрического поля в пространстве взаимодействия, $\omega_n = 2\pi f_n$ — круговая частота, $\beta_{en} = \omega_n/v_0$ — продольная постоянная распространения, v_0 — скорость электронного потока, W_n — запасенная энергия электромагнитного поля, Q_{on} — добротность n -й моды, P_{Ln} — энергия потерь добротности n -й моды, R_n — эквивалентное сопротивление колебательного контура на резонансе.

Далее для выбранной величины коэффициента заполнения пролетного канала пучком ($b/a = 0.6$) проводилось усреднение эффективного характеристического сопротивления $\rho_{en} = \rho_n M_n^2$ по радиусу b каждого электронного луча.

Расчитанные значения электродинамических параметров приведены в таблице.

Сравнение результатов расчета показывает, что при переходе от объемного двухзорного резонатора (рис. 1, *a*) к DG-PBG-резонатору (рис. 1, *b*) частота π -моды f_1 уменьшается на 10%. Уменьшение частоты можно трактовать как повышение степени миниатюризации исследуемой резонансной системы. При этом

Результаты 3D-моделирования

Электродинамический параметр	Модель			
	рис. 1, a	рис. 1, b	рис. 1, c	рис. 1, d
f_1 , GHz	9.9	8.9	9.86	9.9
f_2 , GHz	16.158	15.64	15.85	15.85
ρ_1 , Ω	99.2	98.7	101.2	100.5
ρ_2 , Ω	90.6	88.5	89.8	89.4
Q_{o1}	1165	981	1168	1152
Q_{o2}	2442	2303	2367	2335

частота f_2 уменьшается всего на 3.2%, добротность Q_{o1} падает на 16%, а добротность Q_{o2} — на 6%. Однако можно скомпенсировать уменьшение добротности одновременно на двух модах введением замыкающих электродов, если использовать гибридные конструкции (рис. 1, c, d). Изменение величин ρ_n во всех случаях можно считать пренебрежимо малым (0.5%).

Полученные в результате моделирования зависимости электронных параметров от угла пролета двойного зазора приведены на рис. 2. Из этого рисунка следует, что для ускоряющего напряжения, выбранного в диапазоне значений $U_0 = 6-7$ kV, электронные параметры взаимодействия оказались в пределах оптимальных зон, в которых самовозбуждение отсутствует ($M_1 = 0.77-0.79$, $G_{e1}/G_0 = 0.1-0.2$, $M_2 = 0.4-0.44$, $G_{e2}/G_0 \geq 0$).

Таким образом, рассматриваемые двухзазорные фотонно-кристаллические резонаторы предоставляют широкие возможности для подавления паразитных видов колебаний и имеют улучшенный комплекс электрических и массогабаритных параметров. Кроме того, они могут быть настроены на двухмодовый режим взаимодействия с многолучевым электронным потоком с заданным соотношением частот синфазного и противофазного видов колебаний, включая режим $f_2/f_1 = 2$.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-07-00611).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Photonic crystals. Advances in design, fabrication, and characterization / Eds K. Busch, S. Lölkes, R.B. Wehrspohn, H. Föll. Wiley-VCH, 2004. 354 p.
- [2] Smirnova E.I., Chen C., Shapiro M.A., Sirigiri J.R., Temkin R.J. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. N 3. P. 960–968.
- [3] Sirigiri J.R., Kreischer K.E., Macuhzak J., Mastovsky I., Shapiro M.A., Temkin R.J. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. N 24. P. 5628–5631.
- [4] Smirnova E.I., Kesar A.S., Mastovsky I., Shapiro M.A., Temkin R.J. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. N 7. P. 074801.
- [5] Gao X., Yang Z., Xu Y., Qi L., Li D., Shi Z., Lan F., Liang Z. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2008. V. 592. N 3. P. 292–296.
- [6] Singh A., Jain P.K. // Prog. Electromagn. Res. B. 2012. V. 39. P. 71–88.
- [7] Xu Y., Seviour R. Design of photonic crystal klystrons // Proc. of the 1st Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC-2010). JACoW. Kyoto, Japan, 2010. P. 4002–4004.
- [8] Smirnov A.V., Duly D.Yu. Rod-loaded and PBG multi-beam klystron cavities // Proc. of Particle Accelerator Conf. (PAC-2005). Knoxville, Tennessee, 2005. P. 3095–3096.
- [9] Jang K.-H., Jeon S.-G., Kim J.-I., Won J.-H., So J.-K., Bak S.-H., Srivastava A., Jung S.-S., Park G.-S. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. N 21. P. 211104.
- [10] Gelvich E.A., Borisov L.M., Zhary E.V., Zakurdayev A.D., Pobedonostzev A.S., Poognin V.I. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1993. V. 41. N 1. P. 15–19.
- [11] Tsarev V.A. New fractal and photonic crystal resonators for multi-beam microwave vacuum devices // Proc. of the 2018 Int. Conf. on actual problems of electron devices engineering (APEDE-2018). Saratov, 2018. V. 1. P. 449–457.
- [12] Smirnov A., Newsham D., Yu D. PBG cavities for single-beam and multi-beam electron devices // Proc. of the 2003 Particle Accelerator Conf. Portland, OR, USA, 2003. P. 1153–1155.
- [13] Мучкаев В.Ю., Царев В.А. REZON. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2011611748 от 24.02.2011.
- [14] Caryotakis G. High power klystrons: theory and practice at the Stanford Linear Accelerator Center. 2005. SLAC-PUB 10620. P. 34–35.