

## Спектральные характеристики каскадных фотонно-кристаллических структур с междоменными дефектами

© И.А. Глухов<sup>1,2</sup>, С.Г. Моисеев<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия<sup>2</sup> Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
432071 Ульяновск, Россия

e-mail: glukhov91@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.05.2023 г.

В окончательной редакции 12.05.2023 г.

Принята к публикации 30.10.2023 г.

Исследованы спектральные характеристики одномерных фотонно-кристаллических структур, образованных брэгговскими отражателями с отличающимися периодами решеток. Установлен характер влияния на амплитуду и общее число дефектных мод пропускания фотонной структуры геометрического чирпа периодов брэгговских отражателей и толщины разделяющих слоев.

**Ключевые слова:** фотонно-кристаллическая структура, геометрический чирп, дефектные моды, частотная гребенка.

DOI: 10.61011/OS.2023.11.57005.5095-23

Фотонно-кристаллические структуры (ФКС) обладают свойством селективно пропускать и отражать отдельные спектральные составляющие электромагнитного излучения. По аналогии с кристаллическими материалами, в которых существуют запрещенные энергетические зоны для электронов, в спектре ФКС могут существовать фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ) — диапазоны длин волн, полностью отражающихся от ФКС [1]. Спектральной шириной и положением ФЗЗ можно управлять, изменяя структурные или оптические параметры ФКС. Более того, нарушение периодичности ФКС путем введения одного или нескольких дефектных слоев (из материала, отличного от материалов, составляющих периодически чередующиеся слои, или просто имеющих другую толщину) приводит к появлению в ФЗЗ узких пиков пропускания — так называемых „дефектных“ мод [2–4]. Модификация спектральных характеристик ФКС за счет внесения дефектов применяется при разработке отражателей, фильтров, мультиплексоров и других устройств фотоники и оптоэлектроники [5].

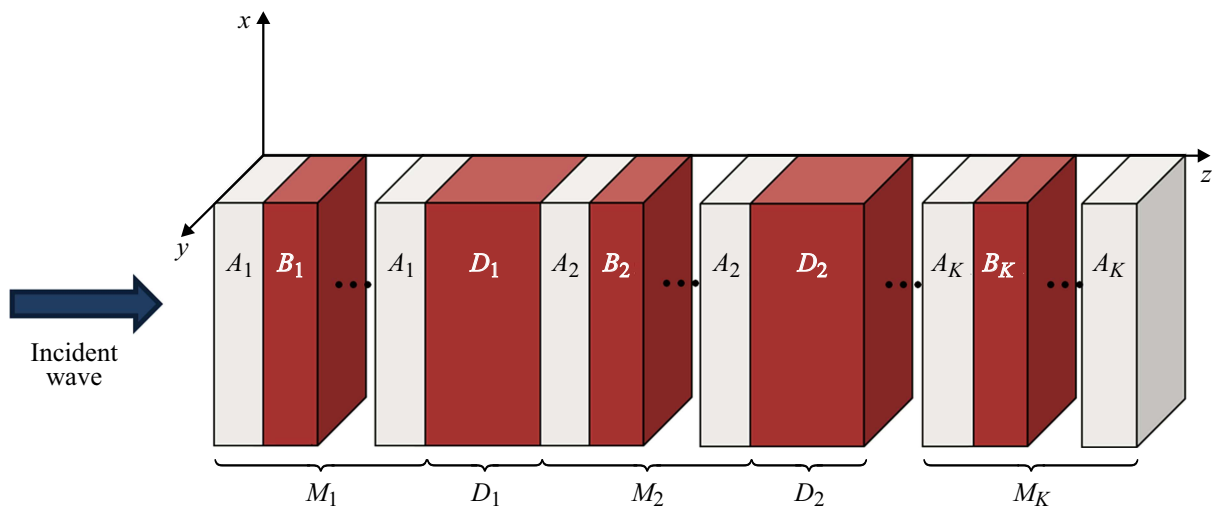
Для расширения контроля над спектральными характеристиками ФКС используются жидкокристаллические материалы [6,7], наноккомпозитные материалы [8–10], двумерные структуры [11,12] и др. Альтернативный подход основан на варьировании топологии ФКС, например, за счет внесения неоднородности в распределение показателя преломления и толщины слоев по длине ФКС [13–15]. Аподизированные (с изменяющимся по длине ФКС профилем модуляции показателя преломления) и чирпованные (с отличающейся толщиной слоев) ФКС позволяют получить ФЗЗ различной ширины, а также сформировать дефектные моды на различных резонансных частотах. В настоящей рабо-

те рассмотрены диэлектрические ФКС со ступенчатым (каскадным) профилем изменения брэгговского периода и установлен характер влияния чирпа периодов брэгговских отражателей и толщины разделяющих слоев на характеристики частотной гребенки в спектре пропускания.

Рассмотрим каскадную ФКС, представляющую собой комбинацию симметричных брэгговских отражателей — доменов с топологией  $M_i = [A_i B_i]^N A_i$ , где  $N$  — число периодов в домене (одинаковое для всех доменов), индекс  $i = 1, 2, \dots, K$  указывает на порядковый номер домена, отсчитываемый со стороны падающей электромагнитной волны (рис. 1). ФКС граничит со средой с диэлектрической проницаемостью 1 (воздух). Домены образованы чередованием слоев из непоглощающих материалов  $A$  и  $B$  с показателями преломления  $n_A$  и  $n_B$  соответственно, толщины которых в  $i$ -м домене  $d_{A,i}$  и  $d_{B,i}$  соответствуют условию брэгговского резонансного отражения на вакуумной длине волны  $\lambda_i = 4d_{A,i}n_A = 4d_{B,i}n_B$ . Домены разделены слоями непоглощающего материала  $D_i$  толщиной  $d_i$ . Структура всей ФКС описывается формулой  $M_1 D_1 M_2 D_2 \dots M_{K-1} D_{K-1} M_K = \left( \sum_{i=1}^{K-1} M_i D_i \right) M_K$ , где  $K$  — общее число доменов.

Для расчета спектральных характеристик слоисто-периодической структуры используется метод матриц переноса [16]. Матрица переноса для всей структуры формируется последовательным перемножением интерфейсных матриц (полученных из граничных условий на каждом френелевском интерфейсе) и матриц переноса через слои материала.

Все расчеты в настоящей работе проведены для следующих фиксированных параметров:  $n_A = 2.89$  (AlAs),



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Каскадная ФКС имеет архитектуру  $M_1 D_1 M_2 D_2 \dots M_K$ , где  $M_i = [A_i B_i]^N A_i$  — симметричные брэгговские отражатели (домены), выполненные из слоев  $A_i$  и  $B_i$ ,  $D_i$  — разделяющие слои,  $N$  — число периодов  $[A_i B_i]$  в доменах,  $K$  — число доменов в ФКС.

$n_B = 3.35$  (GaAs) [17],  $N = 12$ . Толщина разделяющих слоев  $d_i$ , брэгговская длина волны  $\lambda_i$ , определяющая толщину слоев  $A$  и  $B$  в доменах, а также количество доменов  $K$  в ФКС варьируются. Разделяющие слои  $D_i$  выполнены из материала  $B$  и имеют толщину  $d_i = \alpha(d_{B,i} + d_{B,i+1})$ , где параметр  $\alpha$  принимает значения от 0 до 2. Брэгговские длины волн доменов начиная со второго ( $j \geq 2$ ) связаны с брэгговской длиной волны первого домена  $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$  соотношением  $\lambda_j = \lambda_1 + \Delta\lambda(j-1)$ , где  $\Delta\lambda$  — отстройка брэгговской длины волны, обусловленная геометрическим чирпом.

На рис. 2 представлены результаты расчета спектров пропускания ФКС, включающих пять ( $K = 5$ ) и шесть ( $K = 6$ ) доменов. Для всех представленных спектров характерно наличие ФЗЗ вблизи длины волны  $1.55 \mu\text{m}$  с несколькими модами пропускания (частотными гребенками), которые мы будем называть „дефектными“ по аналогии с модами пропускания фотонных кристаллов с нарушенной периодичностью структуры [3,4,9,14]. Общее число дефектных мод на единицу меньше числа доменов ФКС, т.е. совпадает с числом разделяющих домены слоев, равным  $N-1$ .

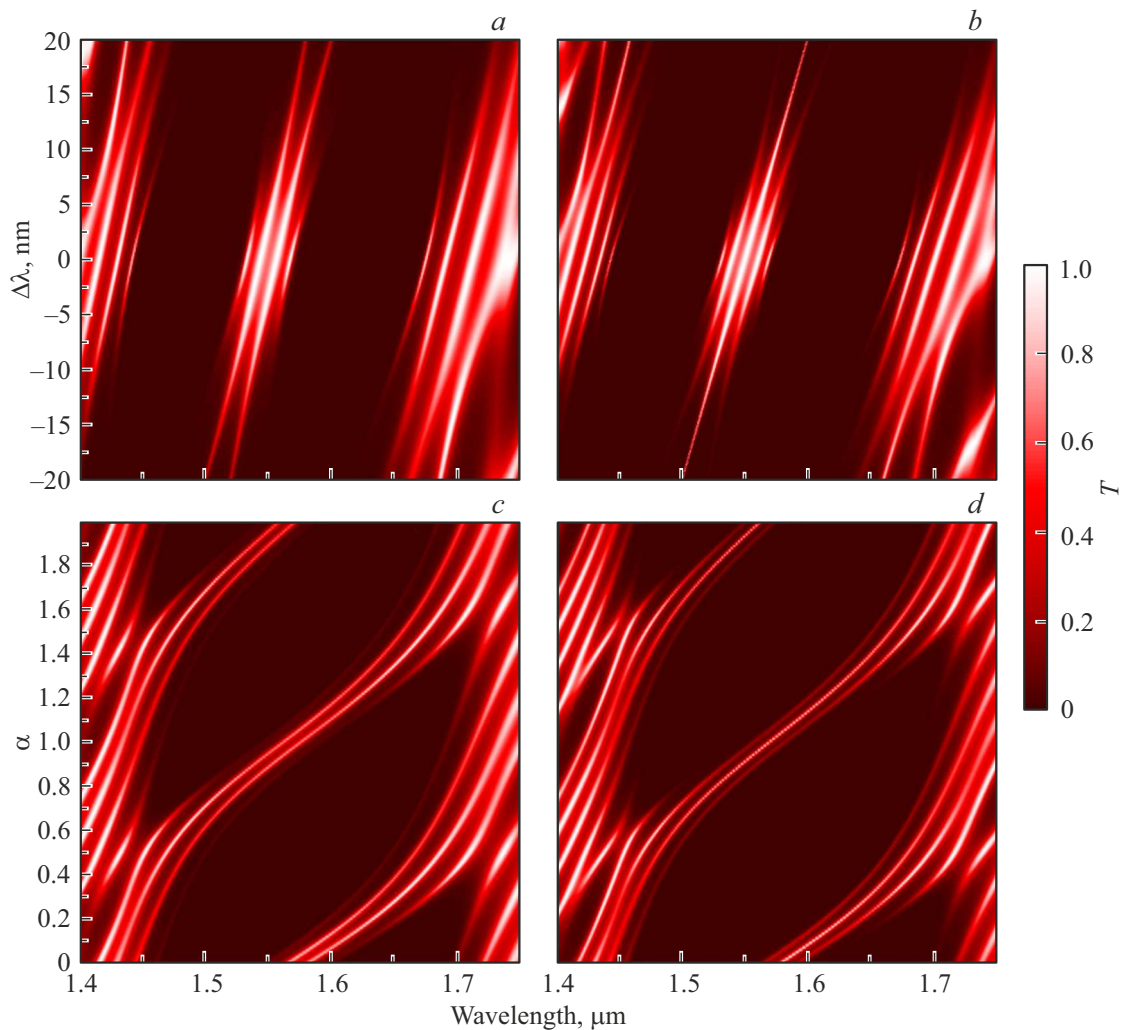
На рис. 2, *a, b* показана зависимость спектров пропускания каскадных ФКС от величины отстройки  $\Delta\lambda$  (рассмотрены значения  $\Delta\lambda$  в диапазоне от  $-0.02$  до  $0.02 \mu\text{m}$ ) при фиксированной толщине разделяющих слоев  $D_i$ . Из рисунка видно, что изменение величины рассогласования периодов доменов приводит к спектральному сдвигу и изменению амплитуды дефектных мод. При увеличении геометрического чирпа ФЗЗ и гребенка дефектных мод получают однонаправленное смещение в сторону длинноволновой области спектра, и наоборот. Спектральное расстояние между дефектными модами возрастает с увеличением отстройки брэгговских длин волн доменов. Пропускная способность ФКС на частотах

дефектных мод максимальна вблизи центра ФЗЗ (для  $\Delta\lambda = 0$ ) и убывает с ростом отстройки  $\Delta\lambda$ . Отметим также, что вблизи краев ФЗЗ формируются дополнительные моды пропускания (наиболее выражены при малых  $\Delta\lambda$ ), амплитуда которых убывает с увеличением  $\Delta\lambda$  подобно дефектным модам вблизи центра ФЗЗ.

На рис. 2, *c, d* представлены результаты расчета зависимости спектров пропускания каскадных ФКС от толщины разделяющих домены слоев  $D_i$ . Толщины слоев в доменах определяются брэгговской длиной волны первого домена  $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$  и отстройкой  $\Delta\lambda = 0.01 \mu\text{m}$ :  $\lambda_2 = 1.56 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_3 = 1.57 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_4 = 1.58 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_5 = 1.59 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_6 = 1.60 \mu\text{m}$ . Из представленных зависимостей видно, что монотонное изменение толщины разделяющих слоев приводит к однонаправленному смещению гребенки дефектных мод. Центральные моды имеют наибольшую амплитуду при любой толщине разделяющих слоев. Боковые моды имеют интенсивность, сопоставимую с интенсивностью центральных мод, только когда они расположены вблизи краев ФЗЗ. В отличие от случая, представленного на рис. 2, *a, b*, при изменении толщины разделяющих слоев положение и спектральная ширина ФЗЗ не изменяются.

Путем варьирования геометрического чирпа и толщины разделяющих домены слоев можно перестроить спектр пропускания, в том числе добиться расщепления частотной гребенки. В качестве примера на рис. 3 приведен спектр структуры с нарушенным линейным законом распределения толщин  $d_i$  разделяющих слоев по длине ФКС, в спектре которой сформирована отдельная узкая дефектная мода.

Следует отметить, что амплитуда дефектных мод в частотной гребенке не одинакова: высота пиков пропускания убывает в направлении от центральных к боковым модам. При этом в спектре пропускания ФКС



**Рис. 2.** Зависимость спектров пропускания (a), (c) пятидоменной ( $K = 5$ ) и (b), (d) шестидоменной ( $K = 6$ ) ФКС от величины отстройки  $\Delta\lambda$  брэгговских длин волн доменов и толщины разделяющих слоев. Параметры расчета:  $N = 12$ ,  $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ ; (a), (b) —  $\alpha = 1$ ; (c), (d) —  $\lambda_2 = 1.56 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_3 = 1.57 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_4 = 1.58 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_5 = 1.59 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_6 = 1.60 \mu\text{m}$ .

с нечетным числом доменов наиболее интенсивными являются две центральные моды, в то время как для четного числа доменов — одна центральная мода. Дополнительные исследования показывают, что эта особенность сохраняется для любого числа доменов в ФКС (от двух и более). Также обнаружено, что с ростом общего числа доменов наблюдается снижение амплитуд всех дефектных мод, включая наиболее интенсивные центральные моды. Последнее связано с возрастанием роли ФЗЗ разных доменов в формировании спектра пропускания структуры при увеличении числа доменов с отличающейся брэгговской длиной волны.

В качестве заключения отметим, что каскадные структуры с геометрическим чирпом брэгговских отражателей представляют интерес с точки зрения разработки дизайна многоканальных резонаторных структур, сенсоров и оптических фильтров с гребенчатым спектром пропускания на фоне широкой ФЗЗ. Добротность, общее число и положение дефектных мод в спектре пропус-

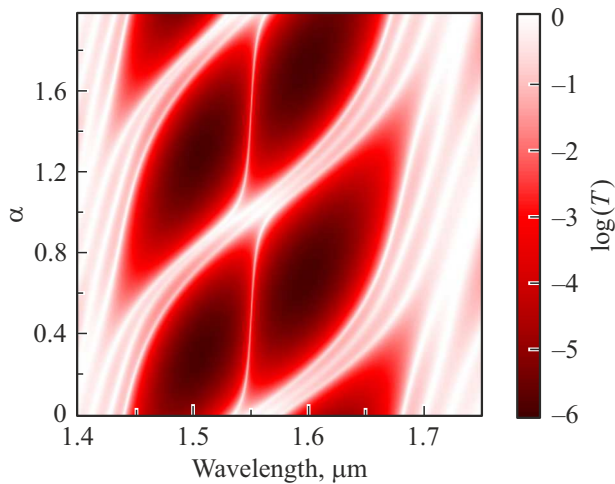
кания могут контролироваться количеством доменов и отстройкой их брэгговских длин волн, числом элементарных ячеек в них, а также толщиной разделяющих слоев.

### Финансирование работы

Расчет спектральных характеристик и распределения светового поля по дефектной каскадной фотонно-кристаллической гетероструктуре выполнен при поддержке гранта РФФИ (проект № 23-79-30017). Исследование дефектных мод выполнено при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-581).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.



**Рис. 3.** Зависимость спектра пропускания (в логарифмическом масштабе) пятидоменной ( $K = 5$ ) ФКС от толщины разделяющих слоев. Толщина третьего разделяющего слоя фиксирована. Отстройка брэгговских длин волн доменов  $\Delta\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Остальные параметры расчета те же, что и на рис. 2.

- Radiat. Transf., **224**, 303–308 (2019).  
DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.11.028
- [13] F.S. Saedi, M. Moradi. Opt. Commun., **493**, 126999 (2021).  
DOI: 10.1016/j.optcom.2021.126999
- [14] M. Renilkumar, P. Nair. Optical Materials, **33** (6), 853–858 (2011). DOI: 10.1016/j.optmat.2011.01.008
- [15] I.S. Panyayev, G. Sannikov, Y.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova. IEEE Sens. J., **22** (23), 22428–22437 (2022).  
DOI: 10.1109/JSEN.2022.3217117
- [16] М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики* (Наука, М., 1970). [M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (Cambridge University, Cambridge, 1999)].
- [17] A.D. Rakić, M.L. Majewski. J. Appl. Phys., **80**, 5909–5914 (1996). DOI 10.1063/1.363586

## Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, 1995).
- [2] С.Я. Ветров, А.В. Шабанов. ЖЭТФ, **120**, 1126–1134 (2001). [S.Ya. Vetrov, A.V. Shabanov. JETP, **93** (5), 977 (2001). DOI: 10.1134/1.1427109].
- [3] С.В. Елисеева, Д.И. Семенов. Опт. и спектр., **109** (5), 790–798 (2010). [S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. Opt. and Spectrosc., **109** (5), 729–737 (2010). DOI: 10.1134/S0030400X10110123].
- [4] С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников. Квант. электрон., **46** (8), 743–748 (2016). [S.G. Moiseev, V.A. Ostatochnikov. Quantum Electronics, **46** (8), 743–748 (2016). DOI: 10.1070/QEL16086].
- [5] Q. Gong, X. Hu. *Photonic Crystals: Principles and Applications* (Jenny Stanford Publishing, 2014).
- [6] J. Cos, J. Ferre-Borrull, J. Pallares, L.F. Marsal. Opt. Commun., **282** (16), 1220–1225 (2009). DOI: 10.1016/j.optcom.2008.11.074
- [7] V.A. Gunyakov, M.N. Krakhalev, V.Ya. Zyryanov, V.F. Shabanov, V.A. Loiko. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **178**, 152–157 (2015). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2015.11.018
- [8] Y. Dadoenkova, I. Glukhov, S. Moiseev, V. Svetukhin, A. Zhukov, I. Zolotovskii. Opt. Commun., **389**, 1–4 (2017). DOI: 10.1016/j.optcom.2016.12.017
- [9] С.Я. Ветров, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев. Квант. Электрон., **44** (9), 881–884 (2014). [S.Y. Vetrov, P.S. Pankin, I.V. Timofeev. Quantum Electronics, **44** (9), 881–884 (2014). DOI: 10.1070/QE2014v044n09ABEH015473].
- [10] V.K. Nautiyal, V. Gupta, R. Gautam. Opt. Quantum. Electron., **55**, 549 (2023). DOI: 10.1007/s11082-023-04824-7
- [11] I.A. Glukhov, Y.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, S.G. Moiseev. J. Appl. Phys., **128** (5), 053101 (2020). DOI: 10.1063/5.0008652
- [12] V.S. Gerasimov, A.E. Ershov, R.G. Bikbaev, I.L. Rasskazov, I.V. Timofeev, S.P. Polyutov, S.V. Karpov. J. Quant. Spectrosc.