

03
Спектры пропускания симметричной фотонно-кристаллической структуры со слоем внедрения с высокой диэлектрической проницаемостью

© И.В. Федорова, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
 432017 Ульяновск, Россия
 e-mail: sementsovdi@mail.ru

Поступила в редакцию 30.05.2018 г.

Получены спектры пропускания одномерной фотонной кристаллической структуры, у которой диэлектрическая проницаемость слоя внедрения (или резонаторного слоя) во много раз больше проницаемости слоев в брэгговских зеркалах. Показана возможность практически полного подавления пропускания не только в фотонной запрещенной зоне (за исключением узкой области дефектной моды), но и вне запрещенной зоны. Выявлены особенности распределения плотности энергии волнового поля по структуре.

DOI: 10.21883/OS.2018.10.46706.145-18

Введение

Известно, что в спектрах пропускания фотонных кристаллов (ФК) возникают фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ), с наличием которых связаны широкие возможности создания различных устройств управления электромагнитным излучением [1–7]. При формировании в структуре нарушения периодичности (т.е. дефекта) возможна локализация излучения в дефектных модах с частотами, лежащими в ФЗЗ [8–12]. Для многих практических применений важной задачей является прогнозируемая перестройка фотонного спектра, которая в первую очередь связана с выбором материала слоев и создаваемых в структуре дефектов. Особый интерес в этом плане могут представлять ФК структуры со слоями из материалов, значения диэлектрической проницаемости (ДП) которых во много раз превышают ДП контактирующих слоев.

Одной из практически важных ФК структур является резонаторная, у которой между двух брэгговских зеркал расположен активный (управляемый) слой, выполняющий функции резонаторного слоя [13–15]. В настоящей работе исследуются особенности спектра пропускания такой структуры, в которой в качестве материала резонаторного слоя используется материал со значением диэлектрической проницаемости, во много раз превосходящим проницаемость слоев в брэгговских зеркалах. В качестве такого материала могут рассматриваться пара- и сегнетоэлектрики. Управление спектром таких ФК можно осуществлять электрическим полем и температурой за счет изменения в широких пределах их ДП [16–20].

Основные соотношения

Рассмотрим одномерную симметричную ФК структуру, которая состоит из двух боковых диэлектрических

ФК зеркал, инвертированных друг относительно друга, и помещенного между ними слоя с высоким значением ДП. ФК зеркала представляют собой одномерную периодическую плоско-слоистую структуру, которая содержит конечное число периодов из двух оптически изотропных слоев диэлектрика с ДП ϵ_1, ϵ_2 и толщинами L_1, L_2 . Между зеркалами помещен резонаторный слой с высоким значением ДП ($\epsilon_d \gg \epsilon_1, \epsilon_2$) и толщиной L_2 . Среда, в которую помещена вся структура, является вакуумом. С точки зрения дефектности она содержит двойной дефект — инверсию и слой внедрения. Дефект инверсии состоит в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры [9].

Будем считать, что линейно поляризованная волна распространяется в структуре вдоль оси симметрии, которая перпендикулярна границам раздела слоев. Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для всего ФК выражаются через матричные элементы передаточной матрицы всей структуры \hat{G} , которая связывает амплитуды падающей и выходящей волн:

$$r = \frac{G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}},$$

$$t = \frac{2}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}. \tag{1}$$

Для рассматриваемой резонаторной структуры передаточная матрица имеет вид $\hat{G} = (\hat{M})^a \hat{D} (\hat{M})^a$, где $(\hat{M})^a = (\hat{N}_1 \hat{N}_2)^a$ и $(\hat{M})^a = (\hat{N}_2 \hat{N}_1)^a$ — передаточные матрицы ФК зеркал, состоящих из a периодов. Передаточная матрица каждого из слоев в структуре имеет вид [21]

$$\begin{pmatrix} \cos(k_j L_j) & -i\sqrt{\epsilon_j} \sin(k_j L_j) \\ -i/\sqrt{\epsilon_j} \sin(k_j L_j) & \cos(k_j L_j) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\epsilon_j}$ — константа распространения в соответствующем слое, $k_0 = \omega/c$, ω и c — частота и скорость

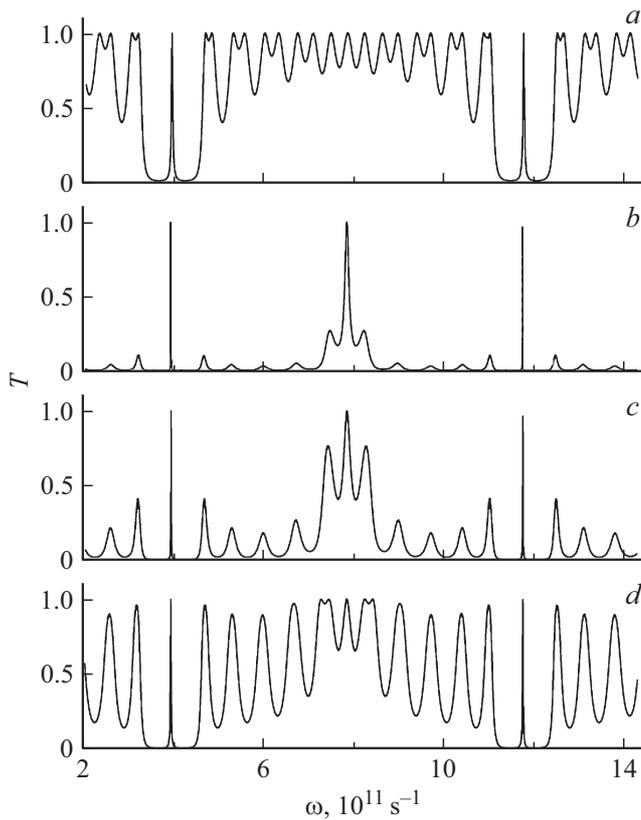


Рис. 1. Спектры пропускания структур $M^5\bar{M}^5$ (a) и $M^5D\bar{M}^5$ с $\varepsilon_d = (1100, 180, 18)$ и $L_d = (72.56, 179.38, 567.27) \mu\text{m}$ (b-d).

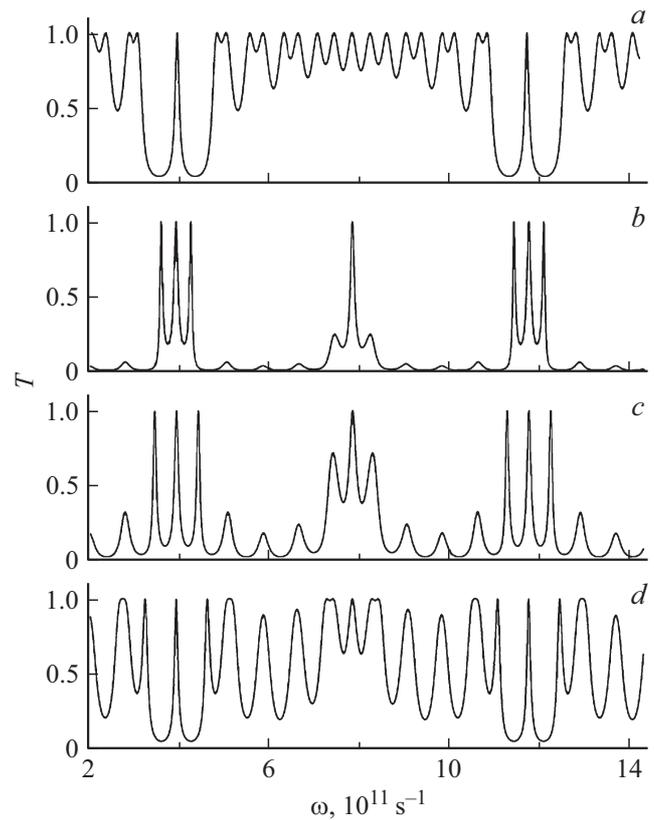


Рис. 2. Спектры пропускания структур \bar{M}^5M^5 (a) и $M^5D\bar{M}^5$ с $\varepsilon_d = (1100, 180, 18)$ и $L_d = (72.56, 179.38, 567.27) \mu\text{m}$ (b-d).

волны в вакууме; матрица (2) при $j = 1, 2$ определяет одну из матриц \bar{N}_j ФК зеркал, а при $i = d$ определяет матрицу \bar{D} . Энергетические коэффициенты отражения и прохождения в этом случае имеют вид: $R = |r|^2$, $T = |t|^2$. При учете поглощения в слоях коэффициент поглощения, т.е. доля поглощенной структурой энергии, определяется выражением $A = 1 - R - T$.

Спектры в отсутствие дисперсии

Для выявления особенностей фотонных спектров структуры с резонаторным слоем вначале проведем анализ без учета поглощения и дисперсии в слоях. Будем считать, что период ФК зеркала состоит из двух слоев изотропных диэлектриков с ДП $\varepsilon_1 = 4.16$ (ZrO_2) и $\varepsilon_2 = 2.1$ (SiO_2) и одинаковыми оптическими толщинами $L_1\sqrt{\varepsilon_1} = L_2\sqrt{\varepsilon_2} = L_0$. Этому условию отвечают реальные толщины указанных слоев $L_1 = 590 \mu\text{m}$, $L_2 = 830.2 \mu\text{m}$, а $L_0 \simeq 1203 \mu\text{m}$. В качестве материала резонаторного слоя предполагается использовать слоистые сегнетоэлектрики (или некоторых параэлектриков), для которых ДП может достигать значений $\varepsilon_d \sim 10^2 - 10^3$. Для построения спектров прохождения при $\varepsilon_d \gg \varepsilon_{1,2}$ будем считать, что ДП всех слоев не зависит от частоты и что в структуре отсутствует поглощение.

Рассмотрим вначале трансформацию спектра пропускания, которая связана с увеличением ДП резонаторного слоя при фиксированной его оптической толщине. На рис. 1, 2 представлены спектры структур с дефектом инверсии $M^5\bar{M}^5$, \bar{M}^5M^5 (a) и структур с дефектами инверсии и внедрения $M^5D\bar{M}^5$, \bar{M}^5DM^5 , полученные для значений $\varepsilon_d = 1100, 180, 18$ (b-d), два из которых значительно превосходят ДП слоев в брэгговских зеркалах. Толщина D-слоев удовлетворяет условию $L_d\sqrt{\varepsilon_d} = 2L_0$ и равна $L_d = (72.56, 179.38, 567.27) \mu\text{m}$ (b-d). Приведенные зависимости относятся к первым двум ФЗЗ бездефектного ФК с центральными частотами $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ и $3\omega_0$. В соответствии с теорией периодических структур для центральной частоты первой ФЗЗ, величина которой определяется параметрами слоев в периоде структуры, справедливо выражение [22]

$$\omega_0 = \pi c / 2L_0 = \pi c / (L_1\sqrt{\varepsilon_1} + L_2\sqrt{\varepsilon_2}), \quad (3)$$

которое согласуется с представленными результатами численного анализа.

В спектре структуры $M^5D\bar{M}^5$ в центре ФЗЗ четко проявляется область с одним узким пиком (дефектной модой). В структуре \bar{M}^5DM^5 с увеличением ε_d (и сохранением $L_d\sqrt{\varepsilon_d}$) от краев ФЗЗ отщепляются два пика, которые с центральным образуют на месте ФЗЗ три узких пика прохождения. Вне этой зоны коэффициент T

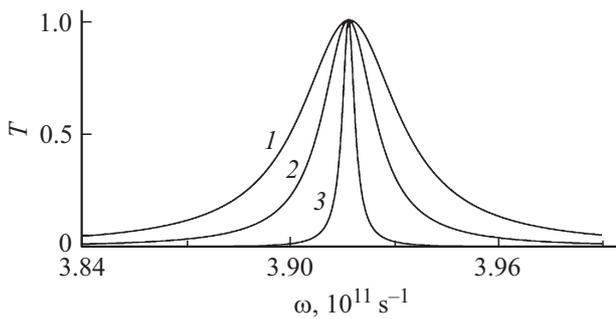


Рис. 3. Спектральные линии $T(\omega)$ в области дефектной моды структур $M^5\bar{M}^5$ (кривая 1) и $M^5D\bar{M}^5$ с $\varepsilon_d = (18, 1100)$ и $L_d = (567.27, 72.56) \mu\text{m}$ (кривые 2 и 3).

испытывает высокоамплитудные осцилляции, которые с увеличением ε_d практически полностью подавляются. Отметим также формирование в центре разрешенной области (на частоте $2\omega_0$) линии с максимумом прохождения $T \simeq 1$. Форма этой линии практически одинакова для обеих структур с различным порядком следования слоев в зеркалах.

При выбранных значениях ДП и толщины слоев в спектрах ФК с одним дефектом инверсии (а), как и в структуре с двумя дефектами (инверсии и внедрения), дефектная мода располагается в центре ФЗЗ, однако ее спектральная линия оказывается существенно уже дефектной линии ФК без резонаторного слоя. Коэффициент прохождения на частоте дефектной моды практически равен единице. На рис. 3 приведены спектральные линии $T(\omega)$ в области дефектной моды (в более узком частотном диапазоне, чем на предыдущих рисунках) для нескольких значений ДП резонаторного слоя. Видно, что с увеличением ε_d ширина линии резко сужается. Так, для $\varepsilon_d = 18$ ширина минизоны составляет $\Delta\omega_d \approx 1.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, для $\varepsilon_d = 1100$ уже $\Delta\omega_d \approx 4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Таким образом, величина $\Delta\omega_d$ очень чувствительна к значению ε_d . Если материалом соответствующего слоя является пара- или сегнетоэлектрик, то величиной $\Delta\omega_d$ можно эффективно управлять электрическим полем или температурой.

Распределение волнового поля

Рассмотрим теперь особенности в распределении волнового поля по структуре, связанные с условием $\varepsilon_d \gg \varepsilon_{1,2}$. Известно, что при формировании в ФК структуре одного или нескольких дефектов и соблюдении определенных фазовых условий возможна локализация излучения в дефектных модах. На рис. 4, 5 представлены распределения по структуре квадрата модуля напряженности электрического поля для структур $M^5D\bar{M}^5$ и \bar{M}^5DM^5 с параметрами резонаторного слоя $\varepsilon_d = 1100$, $L_d = 72.56 \mu\text{m}$, полученные для частот $\omega_{1-4} = (3.916, 4.25, 7.835, 8.2) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ (а-д). Кривые

на рисунках (а) отвечают центральной частоте ω_0 , на которой коэффициент прохождения равен единице, в результате чего все падающее на структуру излучение проникает в нее и локализуется в области дефектного слоя. Степень локализации и характер распределения поля существенно зависят от параметров брэгговских зеркал. Так, плотности энергии поля падающей волны и поля в резонаторном слое связаны соотношением

$$|E_d|^2 \gg |E_0|^2 / (1 - R_{\text{mir}}), \quad (4)$$

где R_{mir} — коэффициент отражения брэгговского зеркала [14]. При выполнении неравенства $1 - R_{\text{mir}} \ll 1$ амплитуда поля в резонансном слое может во много раз превышать амплитуду поля падающей волны, что и следует из результатов численного анализа. Также видно, что в структуре $M^5D\bar{M}^5$ поле достигает максимума на границах слоя D , тогда как в структуре \bar{M}^5DM^5 — на границах слоев N_2 и N_1 , ближайших к слою D . При этом степень локализации в первом случае в несколько раз больше, чем во втором. Отметим, что в центре резонаторного слоя коэффициент прохождения падает до нулевого значения (вставка). Таким образом, изменение от максимально возможного значения коэффициента T до минимально возможного наблюдается на толщине резонаторного слоя, которая в случае высоких значений ε_d становится малой, тем самым значительно повышая степень локализации поля в структуре.

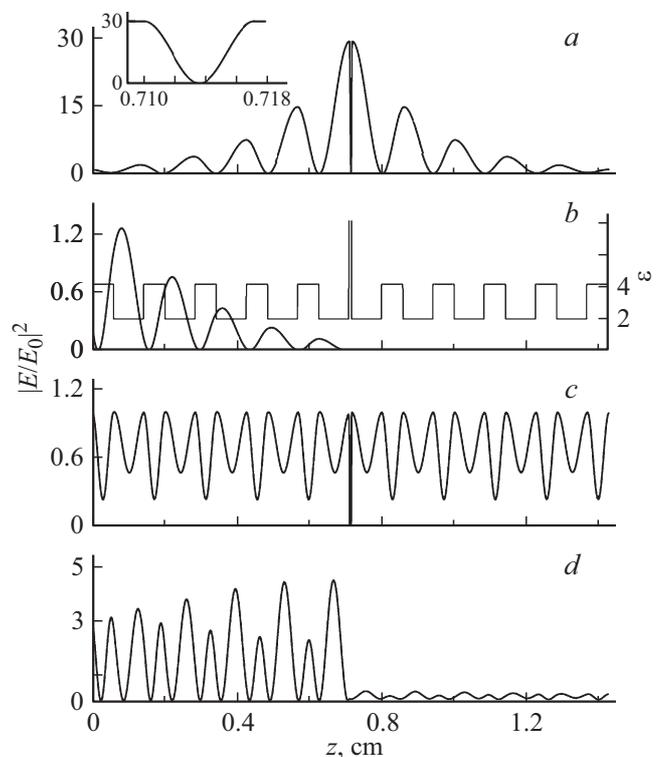


Рис. 4. Распределение плотности энергии волнового поля в структуре $M^5D\bar{M}^5$ с $\varepsilon_d = 1100$ и $L_d = 72.56 \mu\text{m}$ при $\omega_0 = (3.916, 4.25, 7.835, 8.2) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ (а-д).

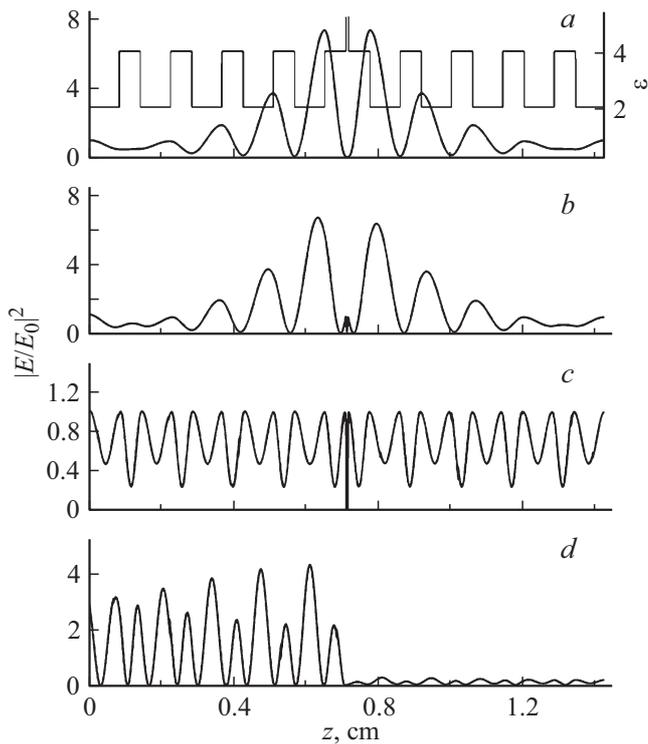


Рис. 5. Распределение плотности энергии волнового поля в структуре $\overline{M^5DM^5}$ с $\varepsilon_d = 1100$ и $L_d = 72.56 \mu\text{m}$ при $\omega_0 = (3.916, 4.25, 7.835, 8.2) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ (a-d).

Частота ω_2 (рисунок b) для структуры $M^5D\overline{M^5}$ отвечает максимуму отражения, в результате чего поле слабо проникает в структуру и быстро затухает. Для $\overline{M^5DM^5}$ указанная частота отвечает боковому максимуму пропускания, поэтому характер распределения поля в структуре близок к распределению на центральной частоте. Частотам ω_3 и ω_4 отвечают центральный и боковой максимумы пропускания в центре разрешенной области. Спектры в этой частотной области и характер распределения поля на указанных частотах для обеих структур практически одинаковы.

Спектры с учетом дисперсии

Рассмотрим теперь трансформацию фотонного спектра структуры с учетом частотной зависимости ДП материала резонаторного слоя. В качестве такого материала нами выбран титанат стронция (SrTiO_3) — параэлектрик, который выше температуры структурного фазового перехода ($T > T_a \approx 105 \text{ K}$) находится в кубической фазе, т.е. является оптически изотропным. Его диэлектрические свойства аналогичны свойствам параэлектрической фазы реальных сегнетоэлектриков со структурой перовскита, так как связаны с наличием поперечной мягкой моды, частота которой ω_T стремится к нулю при понижении температуры, что приводит к аномальному росту низкочастотной ДП при

$T \rightarrow 0$. С ростом температуры квадрат частоты мягкой моды линейно растет по закону $\omega_T^2 \sim (T - T_c)$, где $T_c \approx 30 \text{ K}$ [23]. Данные эксперимента указывают, что в области $T > T_s \approx 105 \text{ K}$ температурная зависимость ДП титаната стронция в отсутствие внешнего электрического поля достаточно хорошо описывается законом Кюри–Вейса $\varepsilon(T) \simeq C/(T - T_c)$ с постоянной $T_c \approx 30 \text{ K}$ и константой $C = 8.6 \cdot 10^4 \text{ K}$ [23]. В соответствии с этим при $T = 110 \text{ K}$ частота мягкой моды $\omega_T \simeq 7.8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$.

Зависимость ДП от частоты и внешнего электрического поля для SrTiO_3 на частотах $\omega < \omega_T$ и для температур, отвечающих параэлектрической фазе, достаточно хорошо описывается выражением [16,19]

$$\varepsilon_d(E, \omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega_T^2}{\omega_T^2 (1 + E^2/E_0^2) - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (5)$$

где ε_0 — статическая ДП, γ — параметр затухания, E_0 — электрическое поле, определяющее нелинейность материала, E — внешнее статическое поле. На рис. 6 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП (сплошные и пунктирные кривые), полученные на основе (5) для параметров, отвечающих $T = 110 \text{ K}$: $\varepsilon_d \simeq 1100$, $\gamma \simeq 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $E_0 = 60 \text{ kV/cm}$, $E = (0, 20) \text{ kV/cm}$ (кривые 1, 2). Видно, что в области частот, достаточно удаленных от частоты мягкой моды, действительная часть ДП может считаться не зависящей от частоты. При этом мнимая часть является малой и слабо меняющейся. Рост внешнего поля приводит к уменьшению ДП материала, что может быть использовано для управления спектрами прохождения и отражения ФК.

На рис. 7 приведены спектры пропускания структуры $M^5D\overline{M^5}$, полученные для приведенных выше параметров резонаторного слоя, его толщины $L_d = (100, 72.47, 1.0) \mu\text{m}$ (a-c) и $E = (0; 20) \text{ kV/cm}$ (сплошная и пунктирная кривые). Можно отметить, что наличие поглощения вносит изменения в характер спектра (ср. зависимости на рис. 1, b и 7, b), более значительные в высокочастотной области. Основное из них — уменьшение максимальных значений коэффициента T .

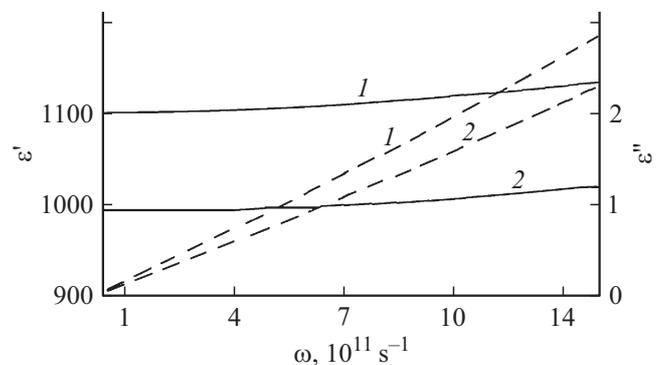


Рис. 6. Частотная зависимость действительной и мнимой (сплошные и штриховые кривые) частей ДП параэлектрика SrTiO_3 .

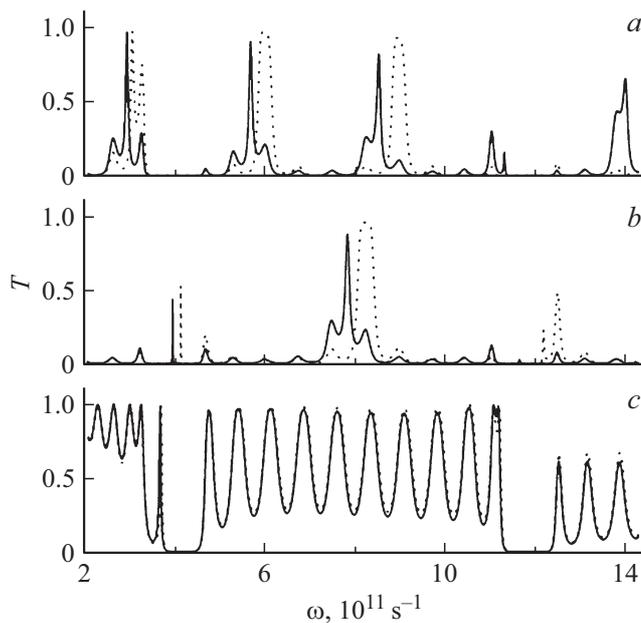


Рис. 7. Спектры пропускания структуры M^5DM^5 при $E = (0; 20)$ kV/cm (сплошная и пунктирная кривые) и $L_d = (100, 72.47, 1.0)$ μm (a-c).

Включение поля уменьшает величину ДП резонаторного слоя и соответственно сдвигает спектр в область более высоких частот. При $L_d\sqrt{\epsilon_d} \geq L_0$ наблюдается подавление пропускания вне запрещенной зоны, тогда как при $L_d\sqrt{\epsilon_d} \ll L_0$ характер спектра становится все более похожим на спектр структуры M^5M^5 . Интересен тот факт, что уменьшением L_d можно добиться не только значительного подавления пропускания вне дефектной моды, но и самой дефектной моды. Подобная ситуация наблюдается при $L_d = 10 \mu\text{m}$.

Заключение

В результате проведенного анализа выявлены особенности спектра симметричной резонаторной ФК структуры, у которой ДП резонаторного слоя во много раз превосходит проницаемости слоев в брэгговских зеркалах. При этом возможен существенный спад коэффициента прохождения не только в фотонной запрещенной зоне, но и вне ее. Данный эффект прежде всего связан с высоким значением ДП внедренного в структуру слоя, материалом которого может служить пара- или сегнетоэлектрик (например, SrTiO_3). Так как ДП этих материалов сильно зависит от внешнего электрического поля и температуры, то положением дефектной моды можно эффективно управлять. В работе показана перестройка спектра $T(\omega)$ и смещение пика пропускания с помощью внешнего поля. Отметим также, что расход такого материала оказывается намного меньше материала „обычного“, так как оптическая эффективность каждого слоя определяется не фактической его толщиной, а

оптической, которая в $\sqrt{\epsilon_d}$ раз больше фактической. Данная структура может найти широкое практическое применение, в частности, может служить эффективным фильтром в узкой частотной области дефектной моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проекта № 3.6825.2017/ПЧ.

Список литературы

- [1] Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals: Molding of Flow of Light. N.U. Princeton Univ. Press, Princeton, 1995.
- [2] Белотелов В.И., Звездин А.К. Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. М.: Бюро Квантум, 2006. 144 с.
- [3] Biallo D., Orazio A.D., Petruzzelli V. // J. European Optical Society. 2007. V. 2. P. 07010.
- [4] Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. // Вестник РАН. 2008. Т. 78. № 5. С. 438.
- [5] Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. № 5. С. 871.
- [6] Елисеева С.В., Семенов Д.И. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 2. С. 235.
- [7] Kumar V., Suthar B., Malik J.V., Kumar A., Singh Kh.S., Bhargva A. // Photonics and Optoelectronics. 2013. V. 2. P. 17.
- [8] Zhou W.D., Sabarinathan J., Bhattacharya P. et al. // J. Quant. Electron. 2001. V. 37. N 9. P. 1153.
- [9] Елисеева С.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 2010. Т. 109. № 5. С. 789.
- [10] Kumar V., Singh Kh.S., Ojha S.P. // Optik. 2011. V. 122. P. 1183.
- [11] Мусеев С.Г., Остаточников В.А., Семенов Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 413.
- [12] Bouzidi A., Bria D., Azizi M. et al. // JMES. 2017. V. 8. P. 3892.
- [13] Heebner J., Grover R., Ibrahim T. Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications. London: Springer, 2008. 268 p.
- [14] Городецкий М.Л. Основы теории оптических микрорезонаторов / Учебное пособие. М.: Физ. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова, 2010. 198 с.
- [15] Chremmos I., Schwelb O., Uzunoglu N. Photonic Microresonator Research and Applications. NY., London: Springer, 2010. 515 p.
- [16] Вендик О.Г. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Советское радио, 1979. 272 с.
- [17] Сычев Ю.В., Мурзина Т.В., Ким Е.М., Акципетров О.А. // ФТТ. 2005. Т. 47. № 1. С. 144.
- [18] Лебедев А.И. // ФТТ. 2013. Т. 55. № 6. С. 1110.
- [19] Grimalsky V., Koshevaya S., Escobedo-Alatorre J., Tespoyotl-Torres M. // J. Electromagnetic Analysis and Applications. 2016. V. 8. P. 226.
- [20] Novik V.K., Malyshkina I.A., Gavrilova N.D. // Ferroelectrics. 2017. V. 515. N 1. P. 90.
- [21] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 713 с.
- [22] Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [23] Бойков Ю.А., Клаерсон Т. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 7. С. 1231.