

Влияние электромагнитно индуцированной прозрачности на спектр дефектных мод одномерного фотонного кристалла

В.Г.Архипкин, С.А.Мысливец

Изучен спектр пропускания одномерного фотонного кристалла (ФК) с дефектом из материала, в котором возможна электромагнитно индуцированная прозрачность. Анализ выполнен с учетом пространственной неоднородности взаимодействующих полей в ФК. Установлено, что спектр пропускания такого ФК зависит от пространственного перекрытия дефектных мод, возбуждаемых пробным и управляющим излучениями. Показано, что электромагнитно индуцированная прозрачность может приводить к значительному сужению спектра дефектной моды.

Ключевые слова: фотонные кристаллы, электромагнитно индуцированная прозрачность.

1. Введение

Исследование свойств фотонных кристаллов (ФК) и разработка устройств на их основе в настоящее время являются новым, активно развивающимся направлением в оптике [1–4]. В ФК сочетаются уникальная комбинация дисперсионных свойств и локализация излучения, что позволяет эффективно управлять потоками света. Новые возможности появляются в так называемых резонансных ФК, в которых их собственные спектральные и дисперсионные свойства дополняются свойствами помещенных в них атомов [5, 6] и квантовых ям [7, 8].

Такие структуры обладают необычными линейными и нелинейными оптическими свойствами и представляют интерес не только с физической точки зрения, но и с точки зрения возможности их использования для создания оптических устройств, например микротранзисторов и переключателей [5], оптической памяти [9] и др.

Уникальными свойствами обладают среды с электромагнитно индуцированной прозрачностью (ЭИП) (см., напр., обзор [10]). Материал, в котором может возникнуть ЭИП, далее будем называть ЭИП-средой. В условиях ЭИП резонансно поглощающая среда для пробного поля становится прозрачной и сильнодисперсной в присутствии дополнительного сильного лазерного поля. С ЭИП связаны такие явления, как замедление групповой скорости световых импульсов («медленный» свет) [11], запись, хранение и считывание информации о световых импульсах [12, 13], эффективные нелинейные взаимодействия низкоэнергетических лазерных импульсов (вплоть до импульсов, содержащих единичные фотоны) [14] и др. Указанные эффекты наблюдались в атомных и твердотельных средах, допированных редкоземельными иона-

ми, в N-V-центрах в алмазе, в бозе-эйнштейновском конденсате и полупроводниковых квантовых ямах [10]. Интересные эффекты возникают при введении ЭИП-среды в оптический резонатор. В частности, наблюдалось значительное (примерно на два порядка) сужение спектральной полосы пропускания резонатора бегущей волны, заполненного ЭИП-средой, по сравнению с полосой пропускания пустого резонатора [15–17].

Комбинация свойств ЭИП-среды со свойствами ФК-структур открывает новые возможности для управления оптическими характеристиками ФК и света [18–22]. В этом плане большой интерес представляют ФК с микро- или нанодефектами – микро- и нанорезонаторы. Такие структуры способны локализовать свет в объеме, меньшем λ^3 (λ – длина волны) [23]. В результате становится возможным сильное взаимодействие излучения малой мощности (и даже единичных фотонов) с веществом [18]. В работе [19] показано, что введение ЭИП-среды в качестве дефекта в ФК приводит к увеличению времени жизни дефектной моды (увеличению добротности), а в [20] на этой основе предложен оптический переключатель с мощностью переключения, соответствующей нескольким десяткам фотонов, и временем переключения ~ 100 пс. В указанных работах предполагалось, что пространственный размер ЭИП-среды много меньше длины волны.

Несомненный интерес представляет случай, когда размер области, занимаемой ЭИП-средой, сравним с длиной волны. При этом необходимо учитывать, что моды ФК являются пространственно неоднородными, т. к. ЭИП зависит от интенсивности управляющего поля в данной точке. Это и мотивирует дальнейшее изучение оптических свойств ФК, скомбинированных с ЭИП-средами. Цель настоящей работы – исследовать спектральные свойства одномерного ФК, содержащего ЭИП-среду в качестве дефектного слоя, толщина которого сравнима с длиной волны. Анализ выполнен с учетом пространственной неоднородности полей внутри дефектного слоя. Рассмотрены два случая: 1) частоты взаимодействующих полей близки, поэтому дефектные моды, которые они возбуждают, хорошо перекрываются в пространстве;

В.Г.Архипкин, С.А.Мысливец. Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок; Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, просп. Свободный, 79; e-mail: avg@iph.krasn.ru, sam@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 5 февраля 2008 г., после доработки – 8 мая 2008 г.

2) частоты полей разнесены, так что возбуждаемые ими дефектные моды по-разному распределены в пространстве.

2. Модель и ее приближения

Рассмотрим одномерный ФК со структурой типа $(HL)^M HDH(LH)^M$ (рис.1). Здесь H и L обозначают диэлектрические слои с высоким и низким показателями преломления n_H и n_L и толщинами d_H и d_L ; $t = d_H + d_L$ – период структуры; M – число бислоев (периодов); D обозначает дефектный слой с показателем преломления n_D и толщиной d_D . Дефектный слой заполнен средой, которую будем моделировать трехуровневыми атомами (рис.2), считая их неподвижными и не взаимодействующими между собой. Переходы между нижними основным состоянием $|0\rangle$ и метастабильным состоянием $|2\rangle$ дипольно запрещены. Исходно заселено только состояние $|0\rangle$.

ЭИП возникает при взаимодействии трехуровневого атома с двумя лазерными полями: слабым пробным с частотой ω_1 и сильным управляющим с частотой ω_2 , как показано на рис.2. Показатель преломления для пробного поля $n_D = n_D$ в присутствии сильного управляющего поля, взаимодействующего со смежным переходом, имеет вид [10]

$$n_D = 1 + \frac{1}{2}\chi = 1 + F \frac{\Gamma_{10}A_{20}}{A_{20}A_{10} + |G_2|^2}, \quad (1)$$

где χ – макроскопическая восприимчивость атомов к пробному полю; $A_{10} = \omega_1 - \omega_{10} - i\Gamma_{10}$; $A_{20} = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{20} - i\Gamma_{20}$; ω_{10} , ω_{20} и Γ_{10} , Γ_{20} – резонансные частоты и полуширины соответствующих переходов; G_2 – частота Раби для управляющего поля; $F = |d_{10}|^2 N / (2\hbar\epsilon_0\Gamma_{10})$; d_{10} – матричный дипольный момент перехода $|1\rangle - |0\rangle$; \hbar – по-

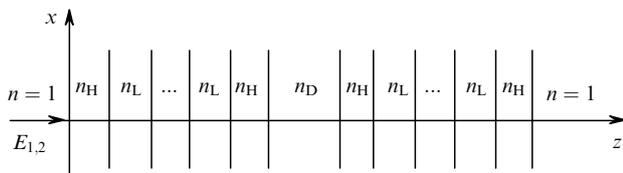


Рис.1. Схематическое изображение структуры одномерного ФК с дефектным слоем.

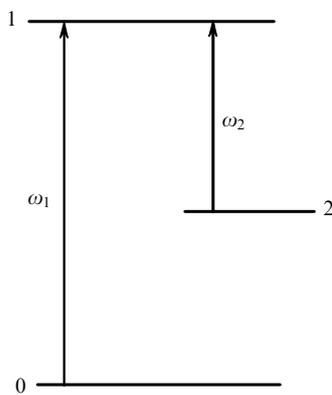


Рис.2. Энергетическая диаграмма трехуровневого атома, взаимодействующего со слабым пробным (частота ω_1) и сильным управляющим (частота ω_2) лазерными полями.

стоянная Планка; ϵ_0 – электрическая постоянная; N – плотность атомов. В ФК распределение поля в дефекте неоднородно, поэтому частота Раби управляющего поля зависит от пространственной координаты z , т.е. $G_2 = G_2(z)$. При $G_2 = 0$ (управляющее поле отсутствует) формула (1) описывает обычный линейный показатель преломления.

На рис.3 показаны зависимости $\text{Re } \chi$ (добавка к показателю преломления) и $\text{Im } \chi$ (поглощение) для ансамбля атомов с лоренцевскими формами линий разрешенных переходов от нормированной отстройки частоты пробного поля $\Omega_1 = (\omega_1 - \omega_{10})/\Gamma_{10}$ для случая резонансного управляющего поля. Видно, что в спектре поглощения пробного излучения имеется узкий провал (окно прозрачности), соответствующий уменьшению поглощения излучения на частоте, удовлетворяющей двухфотонному (рамановскому) резонансу $\omega_1 - \omega_2 - \omega_{20} = 0$. Ширина окна прозрачности может быть много меньше спектральной ширины разрешенного перехода $|0\rangle - |1\rangle$. Для наблюдения эффекта необходимо, чтобы частота Раби управляющего излучения, индуцирующего штатковское (динамическое) расщепление уровня $|1\rangle$, была больше Γ_{10} . Спектральная зависимость показателя преломления имеет крутой наклон в области окна прозрачности, что соответствует большой дисперсии. Отметим, что чем больше интенсивность управляющего поля, тем больше глубина и ширина провала. Такое поведение показателя преломления для пробной волны обусловлено квантовой когерентностью и интерференцией различных путей перехода атома из состояния $|0\rangle$ в состояние $|1\rangle$ [10]. На рис.3 для сравнения приведены также аналогичные зависимости резонансной восприимчивости в отсутствие управляющего излучения.

Пусть две плоские монохроматические волны $E_{1,2}$ с частотами $\omega_{1,2}$ падают нормально на ФК и распространяются вдоль оси z ($z = 0$ соответствует границе первого слоя). В стационарном приближении волновое уравнение, описывающее распространение волн в ФК, имеет вид [1]

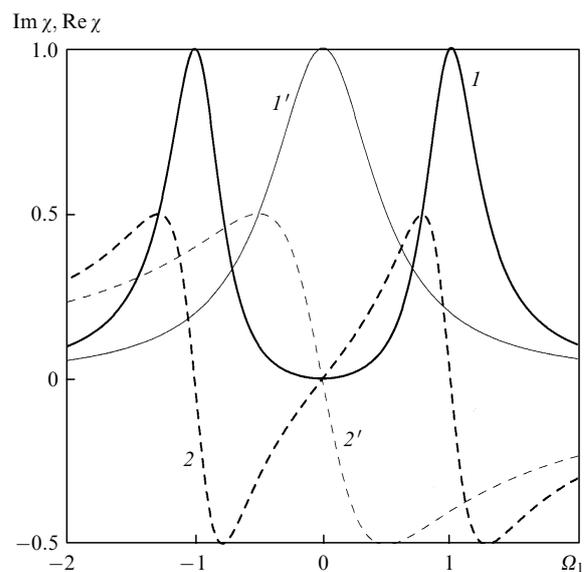


Рис.3. Зависимости нормированных мнимых (I, I') и действительных ($2, 2'$) частей ЭИП-восприимчивости ($I, 2$) ($G_2 = \Gamma_{10}$, $\omega_2 - \omega_{12} = 0$, $\Gamma_{10}/\Gamma_{20} = 10$) и обычной линейной резонансной восприимчивости ($I', 2'$) ($G_2 = 0$) от отстройки частоты пробного поля.

$$\frac{d^2 E_{1,2}}{dz^2} + \frac{\omega_{1,2}^2 n^2(z, \omega)}{c^2} E_{1,2} = 0, \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления, равный n_H , n_L или n_D в соответствующем слое для пробной и управляющей волн (дисперсия n_H и n_L не учитывается).

Каждое поле в j -м слое (j соответствует одному из слоев H, L, D) есть суперпозиция прямой и обратной волн, являющихся решением уравнения (2):

$$E_{1j,2j}(z) = A_{1j,2j} e^{iq_{1j,2j}z} + B_{1j,2j} e^{-iq_{1j,2j}z}. \quad (3)$$

Здесь $A_{1j,2j}$ и $B_{1j,2j}$ – амплитуды прямой и обратной волн; $q_{1j,2j} = k_{1,2} n_j$; $k_{1,2} = 2\pi/\lambda_{1,2}$; n_j – показатель преломления для соответствующей волны в j -м слое.

Амплитуды $A_{1j,2j}$ и $B_{1j,2j}$ удобно вычислять, используя метод рекуррентных соотношений [24, 25]. Для этого разобьем все слои ФК на достаточно большое число K подслоев, таких, что в пределах каждого подслоя с номером m поле можно считать постоянным. Из условий непрерывности электрической и магнитной составляющих полей на границе раздела подслоев с номерами m и $m+1$ получаем систему уравнений, связывающих амплитуды полей в соседних подслоях (далее индексы 1 и 2 опускаем):

$$A_m + B_m = g_{m+1}^{-1} A_{m+1} + g_{m+1} B_{m+1}, \quad (4)$$

$$q_m (A_m - B_m) = q_{m+1} (g_{m+1}^{-1} A_{m+1} - g_{m+1} B_{m+1}), \quad (5)$$

где $g_m = \exp(iq_m t_m)$; $m = 1, 2, \dots, K+1$; $t_m = z_{m+1} - z_m$ – толщины подслоев; толщина последнего подслоя $t_{K+1} \equiv 0$. Функции g_m учитывают изменения фаз волн и их затухание в m -м подслое.

Вводя амплитудные коэффициенты отражения $R_m = B_m/A_m$, из уравнений (4), (5) можно получить рекуррентное соотношение, связывающее коэффициенты R_m и R_{m+1} в соседних подслоях:

$$R_m = \frac{r_m + g_{m+1}^2 R_{m+1}}{1 + r_m g_{m+1}^2 R_{m+1}}. \quad (6)$$

Здесь $r_m = (q_m - q_{m+1})/(q_m + q_{m+1})$. С помощью полученного соотношения (6) находим все R_m , начиная с правой границы ФК, с учетом граничного условия $R_{K+1} = 0$ и получаем выражение для A_{m+1} через A_m в произвольном подслое m :

$$A_{m+1} = A_m \frac{1 + R_m}{g_{m+1}^{-1} + g_{m+1} R_{m+1}}. \quad (7)$$

С использованием соотношения (7) определяем все A_m , начиная с левой границы ФК. Затем вычисляем амплитуду обратной волны $B_m = A_m R_m$. Коэффициенты пропускания (T) и отражения (R) для пробной волны определяются соотношениями

$$T = |A_{1K+1}|^2 / |A_{10}|^2, \quad R = |B_{10}|^2 / |A_{10}|^2. \quad (8)$$

Здесь A_{10} и A_{1K+1} – амплитуды пробной волны на входе и выходе ФК, а B_{10} – амплитуда пробной волны, отраженной от входной грани ФК. Пространственное распределение управляющего поля рассчитывается при $n_D = 1$ и считается заданным при вычислении коэффициента пропускания пробной волны.

3. Результаты и их обсуждение

С использованием приведенных выше формул были рассчитаны пропускание и пространственное распределение амплитуд пробной и управляющей волн в различных условиях. При этом предполагалось, что пробная волна является слабой ($|E_1| \ll |E_2$), т. е. она практически не изменяет населенности уровней, с которыми взаимодействует. Поэтому при вычислении пропускания пробного поля в условиях ЭИП управляющее поле считается заданным с пространственным распределением внутри ФК, которое устанавливается в отсутствие пробной волны при заданных параметрах.

3.1. Случай близких частот

В этом случае спектральное расстояние между частотами пробного и управляющего полей укладывается в ширину дефектной моды ФК. В качестве ЭИП-среды рассматривались атомы натрия, который часто используется в экспериментах по ЭИП (см., напр., [26]). Длина волны пробного излучения соответствует переходу вблизи D₁-линии ($\lambda = 589.6$ нм), а уровни $|0\rangle$ и $|2\rangle$ близки ($(\omega_{10} - \omega_{12})/2\pi = 1.8$ ГГц). Параметры ФК были следующими: $M = 10$, $n_H d_H = n_L d_L = \lambda_1/4$, $d_D n_D = \lambda_1/2$, $n_H = 2.35$, $n_L = 1.45$, $\lambda_1 = 589.6$ нм соответствует центру запрещенной зоны; дефект расположен в центре ФК.

На рис.4 сплошной кривой показан спектр пропускания ФК для пробной волны в отсутствие резонансных атомов ($n_D = 1$) в дефектном слое. Спектр представляет собой резкий пик с резонансной длиной волны $\lambda_D = \lambda_1$, максимуму пропускания соответствует $\Omega_1 = 0$. Параметры ФК выбраны такими, чтобы спектр дефектной моды хорошо перекрывался с атомными переходами $|0\rangle - |1\rangle$ и $|1\rangle - |2\rangle$ (для атома Na), а ее спектральная ширина была много больше разности частот взаимодействующих полей. Штриховая кривая соответствует спектру пропускания ФК для пробной волны при наличии резонансной двухуровневой среды в дефектном слое и в отсутствие управляющего лазерного излучения. Видно, что в этом случае наблюдаются два пика с практически нулевым пропусканием в центре между ними. Такое поведение де-

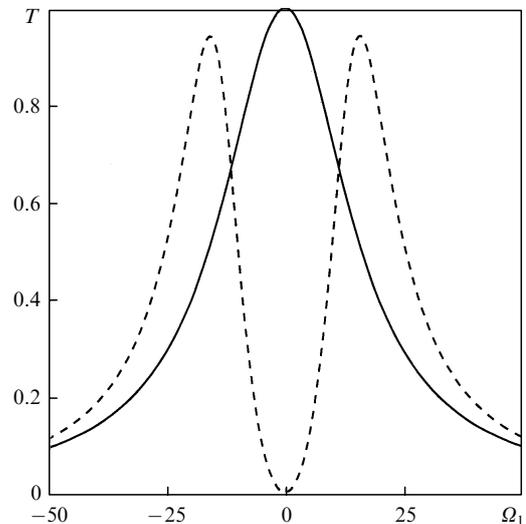


Рис.4. Спектры пропускания ФК для пробной волны в случае, когда резонансных атомов в дефекте нет ($n_D = 1$) (сплошная кривая) и когда они имеются, но управляющее поле отсутствует (штриховая кривая), при $F = 5 \times 10^{-4}$, $\omega_2 - \omega_{12} = 0$.

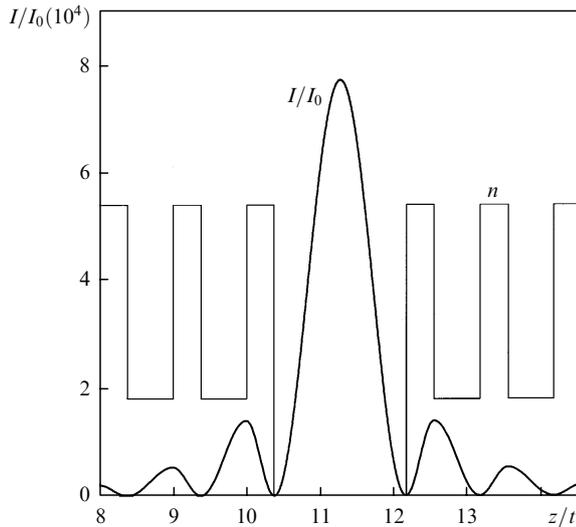


Рис.5. Пространственное распределение интенсивности управляющего поля внутри ФК (жирная кривая) и схематическое изображение профиля показателя преломления (тонкая кривая). Длина z нормирована на период структуры t , а интенсивность – на входную интенсивность I_0 .

фектной моды обусловлено линейным поглощением и дисперсией за счет резонансных атомов в дефектном слое [6–8]. Этот эффект можно трактовать как расщепление дефектной моды ФК. Он аналогичен возникновению нормальной модовой связи полупроводниковых микрорезонаторов [8]. Отметим, что взаимодействие межзонных возбуждений с электромагнитным полем в полупроводниковом микрорезонаторе в настоящее время интенсивно исследуется [27]. С другой стороны, этот эффект также идентичен вакуумному расщеплению Раби моды оптического резонатора, заполненного атомами [28].

На рис.5 показано пространственное распределение интенсивности управляющего поля в ФК на резонансной частоте $\omega_2 = \omega_{12}$. Видно, что поле локализовано в дефектном слое. Из-за близости частот пространственное распределение пробного поля на резонансной частоте $\omega_1 = \omega_{10}$ в присутствии управляющего поля практически совпадает с пространственным распределением последнего. За счет эффекта локализации эти поля значительно превышают свои значения на входе в ФК.

На рис.6 приведен спектр пропускания ФК для пробной волны в условиях ЭИП дефектного слоя при различных интенсивностях управляющего излучения. В расчетах полагалось, что управляющее поле имеет пространственное распределение, показанное на рис.5. Видно, что в центре линии пропускания наблюдается узкий пик, обусловленный непоглощающим сильнодисперсионным резонансом, который имеет место в условиях ЭИП. Спектральная ширина данного пика много меньше ширины обычной (нерезонансной) дефектной моды. Этот пик есть проявление эффекта ЭИП. Два других пика аналогичны пикам, показанным штриховыми кривыми на рис.4. Указанным значениям частоты Раби (рис.6) соответствует интенсивность управляющего поля (на входе в ФК) в несколько мВт/см², что сравнимо с интенсивностями, при которых наблюдали ЭИП в обычных ячейках (см., напр., [9, 26]), или даже меньше их. Отметим, что с увеличением отношения Γ_{10}/Γ_{20} интенсивность управляющего поля, необходимая для наблюдения ЭИП, уменьшается. При этом центральный максимум сужается. Эффект локали-

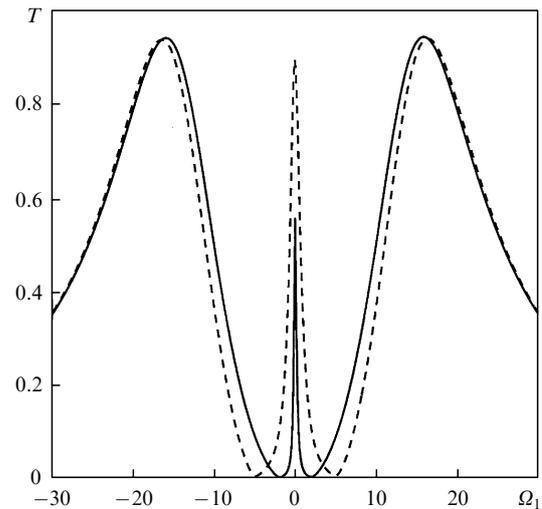


Рис.6. Спектры пропускания ФК для пробной волны в условиях ЭИП при $G_2 = 2\Gamma_{10}$ (сплошная кривая) и $5\Gamma_{10}$ (штриховая кривая) (значения G_2 соответствуют интенсивности управляющего поля в максимуме); $\Gamma_{10}/\Gamma_{20} = 10$, $F = 5 \times 10^{-4}$.

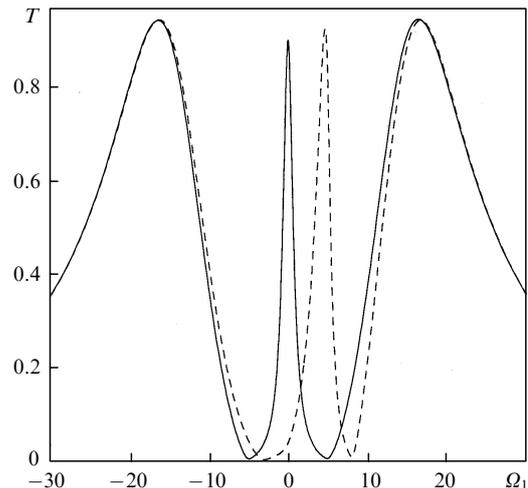


Рис.7. Спектры пропускания ФК для пробной волны в условиях ЭИП при $\omega_2 - \omega_{12} = 0$ (сплошная кривая) и $5\Gamma_{10}$ (штриховая кривая); $G_2 = 5\Gamma_{10}$ (соответствует интенсивности управляющего поля в максимуме).

зации поля также позволяет наблюдать ЭИП в средах с малыми силами осцилляторов (например, в редкоземельных ионах), когда требуется большая интенсивность управляющего поля. Положение центрального резонанса можно изменять, варьируя частоту управляющего поля. На рис.7 показан спектр пропускания ФК для случая, когда имеется отстройка частоты управляющего излучения от резонанса. Видно, что положение узкого резонанса смещается и он уширяется.

3.2. Случай хорошо разнесенных частот

В этом случае разность частот взаимодействующих полей больше спектральной ширины дефектной моды, и частоты пробной и управляющей волн не попадают одновременно в окно прозрачности ФК. Поэтому необходимо иметь две дефектные моды. В данной ситуации пространственные распределения полей разных дефектных мод будут различаться, что оказывает существенное влияние на исследуемый эффект. Рассмотрим ФК с парамет-

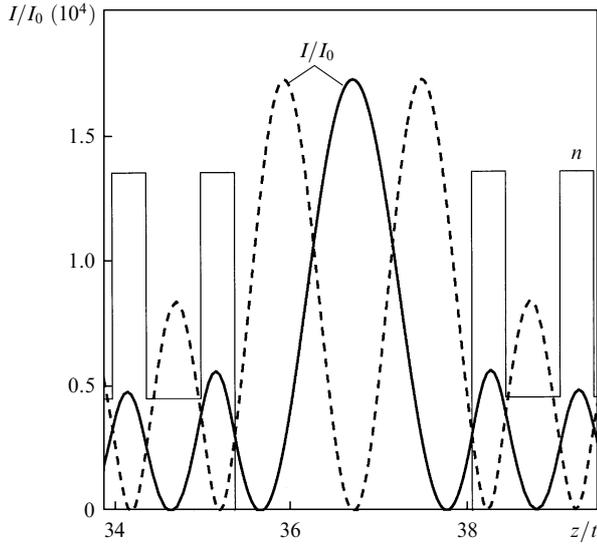


Рис.8. Пространственные распределения интенсивностей пробной (штриховая кривая) и управляющей (жирная сплошная кривая) волн, а также схематическое изображение профиля показателя преломления (тонкая сплошная кривая).

рами $M = 35$, $n_D d_D = 3\lambda_0/4$ (λ_0 соответствует центру первой запрещенной зоны), остальные параметры имеют те же значения, что и в предыдущем случае. В таком ФК существуют две дефектные моды, спектры которых расположены у краев запрещенной фотонной зоны. Мода на частоте управляющей волны сосредоточена у длинноволнового края зоны, а на частоте пробной волны – у коротковолнового. Предположим, что разность этих частот равна частоте перехода $|0\rangle - |2\rangle$ некоторой гипотетической ЭИП-среды.

На рис.8 показаны пространственные распределения интенсивностей дефектных мод, которые возбуждаются пробной и управляющей волнами в области дефекта. Видно, что максимумы распределений не совпадают (пробное поле дважды осциллирует в области дефекта). Рассчитанный спектр пропускания пробной волны в условиях ЭИП изображен на рис.9,а. Там же для сравнения показан спектр дефектной моды для пробной волны в отсутствие управляющего поля. Провал в центре соответствует расщеплению дефектной моды, возбуждаемой пробным полем (как и на рис.4). В отличие от случая близких частот в данном случае спектр пропускания ФК в условиях ЭИП имеет более сложную форму – узкий пик на фоне широкой «подложки», ширина и высота которой зависят от интенсивности управляющего поля. Такое поведение спектра пропускания мы связываем с особенностями пространственного распределения взаимодействующих полей.

Качественно поведение пропускания ФК при создании ЭИП можно понять, используя аналогию между одномерным ФК с дефектом и резонатором Фабри–Перо, имеющим длину d , равную толщине дефектного слоя ФК, и заполненным ЭИП-средой. В случае одинаковых зеркал коэффициент пропускания резонатора $T = I_t/I_0$ (I_0 – интенсивность света на входе в резонатор Фабри–Перо, I_t – интенсивность прошедшего света) определяется формулой Эйри [29]

$$T = \frac{T_m^2}{|1 - R_m \exp(i\delta)|^2}, \quad (9)$$

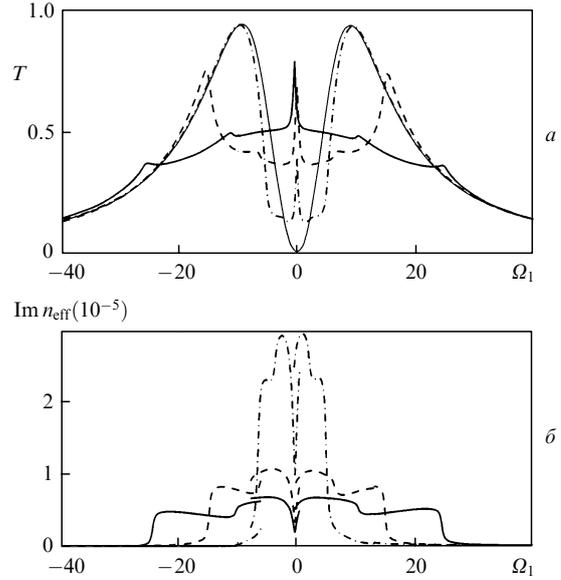


Рис.9. Спектры пропускания ФК для пробной волны в условиях ЭИП (а) и зависимости эффективного показателя преломления от отстройки частоты пробной волны (б) при $G_2 = 25\Gamma_{10}$ (жирные сплошные кривые), $15\Gamma_{10}$ (штриховые кривые), $5\Gamma_{10}$ (штрих-пунктирные кривые) и $G_2 = 0$ (тонкая сплошная кривая); $\omega_2 - \omega_{12} = 0$, $\Gamma_{10}/\Gamma_{20} = 10$.

где T_m и R_m – коэффициенты пропускания и отражения зеркал ($T_m + R_m = 1$); δ – набег фазы за двойной проход резонатора. Отметим, что в общем случае T_m и R_m зависят от длины волны света. Поскольку поля в резонаторе неоднородны, то с помощью метода разложения поля по модам резонатора, применяемого в теории лазеров [30], несложно показать, что набег фазы δ с учетом ЭИП определяется формулой (при нормальном падении)

$$\delta = \frac{4\pi d}{\lambda} (1 + \chi_{\text{eff}}) = \frac{4\pi d n_{\text{eff}}}{\lambda}. \quad (10)$$

Здесь

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \int_0^d U_1(z) \chi(z) dz;$$

$U_1(z)$ – нормированная мода резонатора, возбуждаемая пробным полем; $\chi(z)$ – ЭИП-восприимчивость из (1). Параметр χ_{eff} можно рассматривать как эффективную ЭИП-восприимчивость, вычисленную с весовым фактором $U_1(z)$.

Из (9) и (10) следует, что все особенности поведения коэффициента пропускания для пробного поля определяются эффективной восприимчивостью χ_{eff} или эффективным показателем преломления n_{eff} . На рис.9,б приведены зависимости $\text{Im } n_{\text{eff}}$ от частоты пробного поля при различных интенсивностях управляющего излучения, которые и объясняют поведение пропускания.

Видно, что контур линии эффективного поглощения ($\text{Im } n_{\text{eff}}$) имеет достаточно необычный вид и с увеличением интенсивности управляющего поля амплитуда линии уменьшается, а сама линия заметно уширяется. Такое поведение $\text{Im } n_{\text{eff}}$ можно понять, рассмотрев спектральное распределение $\text{Im } n(z)$ внутри дефектного слоя, представленное на рис.10. В тех областях, где управляющее поле не равно нулю, имеет место расщепление линии перехода, с которым взаимодействует пробное поле. При этом величина расщепления зависит от значения управляюще-

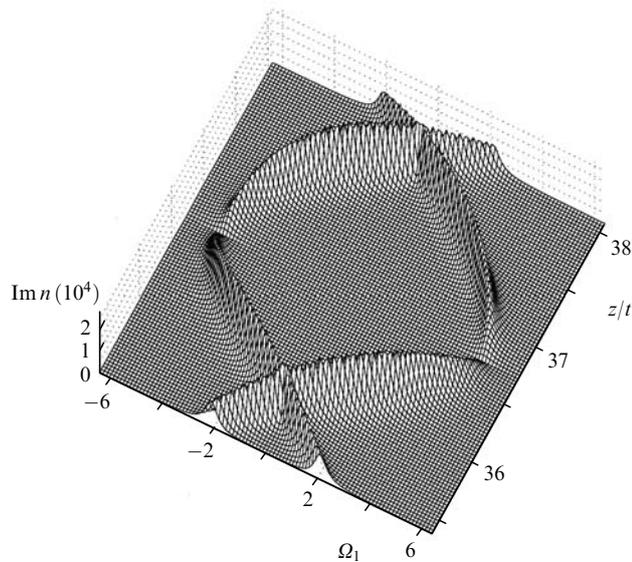


Рис. 10. Спектральное распределение $\text{Im } n(z)$ внутри дефектного слоя при $G_2 = 5\Gamma_{10}$.

го поля в данной точке. Расщепление исчезает в области, где амплитуда поля становится равной нулю, и достигает максимума в центре дефекта (см. рис.8). На резонансной частоте ($\Omega_1 = 0$) зависимость $\text{Im } n(z)$ имеет два узких пика (при $z/t = 35.7$ и 37.8) и интегральное по длине дефекта поглощение минимально, что проявляется в спектре пропускания в виде узкого пика. При увеличении отстройки вплоть до $\Omega_1 \approx 2$ (см. рис.10) в зависимости $\text{Im } n(z)$ появляются четыре пика и интегральное поглощение увеличивается, слабо меняясь в этой спектральной области. При дальнейшем увеличении отстройки в зависимости $\text{Im } n(z)$ остаются два пика, что приводит к ступенчатому уменьшению интегрального поглощения и появлению дополнительных резонансов в спектре пропускания. При отстройках, превышающих расщепление линии перехода полем, спектр пропускания остается практически таким же, как и в отсутствие управляющего поля (показан тонкой сплошной кривой на рис.9,a).

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследован спектр пропускания одномерного ФК, содержащего ЭИП-среду в качестве дефектного слоя, толщина которого сравнима с длиной волны. Расчеты, выполненные с учетом пространственных распределений управляющего и пробного полей, показывают, что ЭИП может приводить к значительному уменьшению спектральной ширины дефектной моды ФК для пробного излучения. При этом интенсивность управляющего излучения на входе ФК сравнима с интенсивностью в случае обыч-

ной кюветы, в которой наблюдается ЭИП, или меньше ее. Положением максимума пропускания ФК с дефектом можно управлять, изменяя частоту управляющего поля. Форма спектра пропускания зависит от пространственных распределений пробного и управляющего полей в ФК и определяется показателем преломления дефектного слоя, проинтегрированным по пространству. Эффект локализации поля позволяет наблюдать ЭИП в средах с малыми силами осцилляторов, когда требуется большая интенсивность управляющего поля. Узкий резонанс в спектре пропускания можно использовать для уменьшения групповой скорости пробного импульса.

Данная работа поддержана грантами НШ-3818.2008.3, РНП.2.1.1.1814 и интеграционным проектом № 33 СО РАН.

1. Шабанов Ф.В., Ветров С.Я., Шабанов А.В. *Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности* (Новосибирск: изд-во СО РАН, 2005).
2. Busch K., von Freymann G., Linden S., et al. *Phys. Rep.*, **444**, 101 (2007).
3. Russell P. *Science*, **299**, 358 (2003);
4. Желтиков А.М. *УФН*, **174**, 1301 (2004).
5. John S., Florescu V. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, S101 (2001).
6. Arkhipkin V.G., Myslivets S.A., Timofeev I.V., et al. *Proc. Conf. LFNM 2006* (Kharkiv, Ukraine, 2006, p. 313).
7. Ivchenko E.L., Kaliteevski M.A., Kavokin A.V., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 1061 (1996).
8. Khitrova G., Gibbs H.M. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1591 (1999).
9. Zhou O., Shao H., Yu X. *Opt. Lett.*, **30**, 1560 (2005).
10. Fleischhauer M., Immamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
11. Matsko A.B. et al. *Adv. At., Mol., Opt. Phys.*, **46**, 191 (2001).
12. Lukin M.D., Immamoglu A. *Nature*, **412**, 273 (2001).
13. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74 (2002).
14. Harris S.E., Hau L.V. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4611 (1999).
15. Muller G., Muller M., Rinkleff R.-Y., et al. *Phys. Rev. A*, **56**, 2385 (1997).
16. Lukin M.D., Fleischhauer M., Scully M.O. *Opt. Lett.*, **23**, 295 (1998).
17. Wang Y., Goorskey D.J., Burkett W.H., et al. *Opt. Lett.*, **25**, 1732 (2000).
18. Soljacic M., Joannopoulos J.D. *Nature Mater.*, **3**, 211 (2004).
19. Soljacic M., Lidorikis E., Hau L.V., et al. *Phys. Rev. E*, **71**, 026602 (2005).
20. Soljacic M., Lidorikis E., Joannopoulos J.D., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 171101 (2005).
21. Rostovtsev Yu.V., Matsko A.B., Scully M.O. *Phys. Rev. A*, **57**, 4919 (1998).
22. Radeonychev Y.V., Erukhimova M.A., Kocharovskaya O.A., et al. *Radiophys. Quantum Electron.*, **47** (10-11), 884 (2004).
23. Vuckovic V., Yamamoto Y. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2374 (2003).
24. Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyov B.I., et al. *Phys. Rev. E*, **63**, 046609 (2001).
25. Архипкин В.Г., Гуняков В.А., Мысливец С.А. и др. *ЖЭТФ*, **133**, 447 (2008).
26. Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., et al. *Nature*, **397**, 594 (1999).
27. Anappara A., Tredicucci A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 051105 (2005).
28. Zhu Y., Gauthier D.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2499 (1990).
29. Демтредер В. *Лазерная спектроскопия* (М.: Наука, 1985).
30. Стенхольм С. *Основы лазерной спектроскопии* (М.: Мир, 1987).