

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ГРАДИЕНТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ МОДУЛЯЦИИ

Э.М. АРУТЮНЯН¹, С.О. АРУТЮНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН^{1,2}, А.Г. МОВСИСЯН¹

¹ Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

² Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 28 января 2009 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой хирального фотонного кристалла с градиентными параметрами модуляции. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных характеристик от длины волны при различных углах падения в двух случаях, а именно, в случае хирального ФК с линейно изменяющимся в пространстве периодом модуляции и хирального ФК с линейно изменяющейся в пространстве глубиной модуляции. Рассмотрен случай минимального влияния диэлектрических границ. Показано, что в обоих случаях происходит уширение фотонной запрещенной зоны.

1. Введение

В последнее годы большой интерес к фотонным кристаллам (ФК) в основном обусловлен существованием в их спектре пропускания фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [1-3]. Эти структуры находят широкое применение в новейших оптоэлектронных устройствах. Устройства на основе ФК отличаются такими важными свойствами, как малые размеры, малые потери, высокая надежность, совместимость с другими устройствами и т.д.

Большой интерес вызывают идеально периодические ФК и квазикристаллы, а также ФК с дефектом в структуре и ФК с градиентными параметрами модуляции. Хиральность структуры (микроскопическая или макроскопическая) придает системе новые свойства. Поэтому в последние годы хиральные ФК вызывают особый интерес. Периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществить (т.е. одномерный хиральный ФК можно создать) не только искусственно, но и другими способами, в частности, внешним ультразвуковым полем. В работах [4-7] представлены результаты систематических исследований таких систем. Ниже нами будут исследованы хиральные ФК с градиентными параметрами модуляции. Интерес к исследованию градиентных структур обусловлен рядом обстоятельств. В градиентных ФК наблюдается так называемое всенаправленное отражение (omnidirectional reflection): в определенном интервале длин волн всенаправленные отражатели полностью отражают свет с

любой поляризацией и при любом угле падения. Эти системы обладают особенностями поглощения (излучения).

В данной работе мы исследуем градиентные хиральные ФК двух типов, а именно: 1) хиральные ФК с линейно изменяющимся в пространстве периодом модуляции (так называемые chirпированные хиральные ФК) и 2) хиральные ФК с линейно изменяющейся в пространстве глубиной модуляции.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой изотропного гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d – толщина слоя). Плоская ультразвуковая волна распространяется вдоль оси z . Она превращает параметры ε , μ , χ и γ в функции от координаты z (ε , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, а χ и γ – безразмерные параметры естественной гиротропии и невязимности слоя). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \gamma(z) \\ \chi(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \gamma \\ \chi \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon(z) \\ \Delta\mu(z) \\ \Delta\gamma(z) \\ \Delta\chi(z) \end{pmatrix} \cos(K(z)z) \right], \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon(z)$, $\Delta\mu(z)$, $\Delta\gamma(z)$ и $\Delta\chi(z)$ – глубины модуляции, $K(z) = 2\pi/\Lambda(z)$, $\Lambda(z)$ – длина ультразвуковой волны. Отметим, что такая модуляция может быть создана, например, сильным световым полем в поглощающей среде, находящейся в тепловом градиентном поле или в электрическом поле, а также непосредственно молекулярно-лучевой эпитаксией, магнетронным напылением, голографическим записывающим устройством или электрохимическим травлением.

Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающего с плоскостью (x,z) . Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн по круговым базисным поляризациям:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^l \mathbf{n}_l + E_{i,r,t}^r \mathbf{n}_r = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь индексы i,r,t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а n_l и n_r – орты круговых поляризаций.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^l \\ E_r^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{lr} & R_{lr} \\ R_{rl} & R_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^l \\ E_i^r \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_t^l \\ E_t^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{lr} & T_{lr} \\ T_{rl} & T_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^l \\ E_i^r \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где \hat{R} и \hat{T} – 2x2 матрицы отражения и пропускания для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Слой среды толщиной d разобьем на большое число тонких слоев с толщиной $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры слоя постоянны в каждом слое. Тогда, согласно, в частности, [8,9], задача определения \hat{R} и \hat{T} сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned}\hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j\end{aligned}\quad (4)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ - матрицы отражения и пропускания для сред с j и $j-1$ слоями, соответственно, \hat{r}_j, \hat{t}_j - матрицы отражения и пропускания для j -ого слоя, $\hat{0}$ - нулевая матрица, \hat{I} - единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света. (Более подробно о методе сложения слоев см. в [8,9].)

Таким образом, задача сводится к вычислению отражения и пропускания однородного гиротропного слоя. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + (\chi - i\gamma) \mathbf{H}, \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + (\chi + i\gamma) \mathbf{E}. \quad (6)$$

При помощи (4)-(6) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$, пропускание $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поглощение $A = 1 - (R + T)$ и т.д.

3. Уширение фотонной запрещенной зоны

В этом разделе мы представим результаты изучения особенностей отражения хиральных ФК с градиентными параметрами модуляции. Выберем следующие параметры для образца: $\epsilon = 2.5$; $\mu = 1$; $\gamma = 0.1$; $\chi = 0$. Далее в этой работе, для наиболее полного выявления эффектов дифракции в хиральных ФК с градиентными параметрами модуляции, рассмотрим случай минимального влияния диэлектрических границ, т.е. будем рассматривать случай $n_0 = \sqrt{\epsilon}$ (n_0 - коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем). Случай $n_0 = 1$, т.е. случай, когда слой хирального ФК с градиентными параметрами модуляции находится в вакууме, рассмотрен в работе [10]. Выберем также линейные профили изменения параметров модуляции:

$$\begin{aligned}\Lambda(z) &= [(\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min})/d]z + \Lambda_{\min}, \quad \Delta\epsilon(z) = [(\Delta\epsilon_{\max} - \Delta\epsilon_{\min})/d]z + \Delta\epsilon_{\min}, \\ \Delta\gamma(z) &= [(\Delta\gamma_{\max} - \Delta\gamma_{\min})/d]z + \Delta\gamma_{\min},\end{aligned}\quad (7)$$

где d - толщина слоя, а $\Delta\epsilon_{\min}, \Delta\epsilon_{\max}, \Delta\gamma_{\min}, \Delta\gamma_{\max}, \Lambda_{\min}, \Lambda_{\max}$ - константы.

(a)

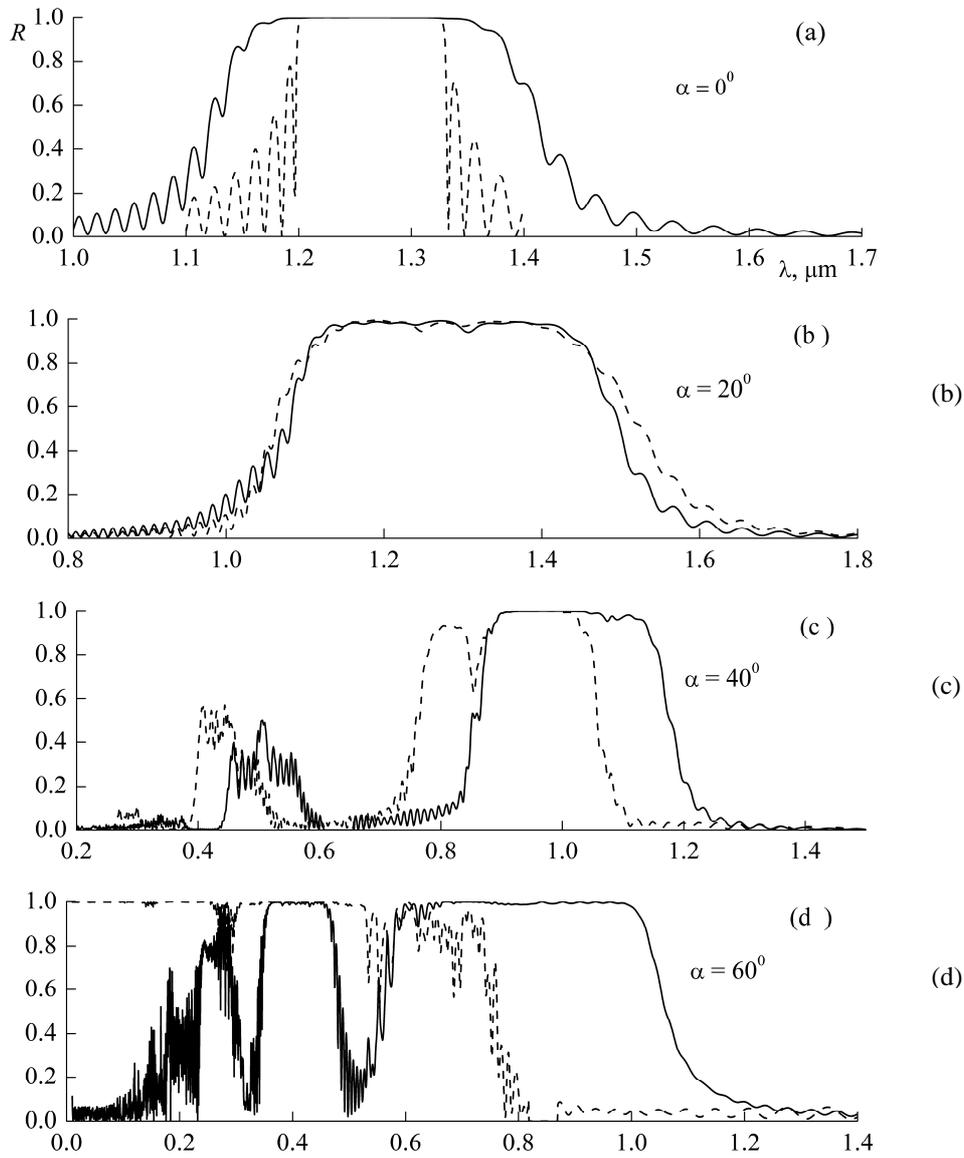


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны (при различных углах падения для двух ортогональных круговых поляризацій (сплошная и штриховая кривые, соответственно) в случае линейного профиля изменения периода модуляции хирального ФК. $\Lambda_{\min} = 0.37$ мкм, $\Lambda_{\max} = 0.43$ мкм, $\Delta\epsilon(z) = \text{const} = 0.5$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const} = 0.02$. Толщина слоя хирального ФК 20 мкм. На рис.1а штриховая кривая соответствует случаю хирального ФК с идеальной периодической структурой с параметром (= 0.4 мкм).

Вначале рассмотрим случай, когда $\Lambda(z) = [(\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min})/d]z + \Lambda_{\min}$, а $\Delta\epsilon(z) = \Delta\epsilon = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \Delta\gamma = \text{const}$. На рис.1 представлены спектры отражения при различных углах падения и для двух ортогональных круговых поляризацій падающего света в случае линейного профиля изменения геометрического периода модуляции хирального ФК. Спектр отражения (при нормальном

падении) в случае обычного хирального ФК, т.е. хирального ФК с $\Lambda(z) = \text{const}$, $\Delta\varepsilon(z) = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const}$, изображен на рис.1а пунктирной линией. Прежде всего отметим, что данные среды, как и негиротропные ФК при нормальном падении, имеют поляризационно-независимый отклик. Далее, сравнение кривых на рис.1а показывает, что линейный характер изменения $\Lambda(z)$ приводит как к некоторому смещению ФЗЗ, так и к существенному ее уширению, причем, как показывают наши результаты, ширина ФЗЗ зависит не только от Λ_{\min} и Λ_{\max} , но и от тангенса угла наклона кривой $(\Lambda(z))$, т.е. от $\kappa = (\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min})/d$. Как было показано в работе [11], для негиротропного одномерного ФК с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z)$, изменяющейся по закону синуса в квадрате, т.е. $\varepsilon(z) = \varepsilon[1 + a(z)\sin^2(2\pi z/\sigma(z))]$, ширина ФЗЗ определяется выражением $\Delta\lambda = n_1^{\text{eff}}\sigma_{\max} + \bar{n}(d\sigma/dz)\Delta z - n_2^{\text{eff}}\sigma_{\min}$. В нашем случае для ширины ФЗЗ имеем следующую оценку:

$$\Delta\lambda = 2\left(n_1^{\text{eff}}\Lambda_{\max} + \left(\frac{d\Lambda}{dz}\right)\Delta z - \Lambda_{\min}n_2^{\text{eff}}\right), \quad (8)$$

где n_1^{eff} и n_2^{eff} - эффективные коэффициенты преломления. Мы рассмотрим случай $\varepsilon \gg \gamma$ и $\Delta\varepsilon \gg \Delta\gamma$; тогда для эффективных коэффициентов преломления имеем выражение

$$n_{1,2}^{\text{eff}} \approx \sqrt{\varepsilon \pm \frac{\Delta\varepsilon}{2}}. \quad (9)$$

Отметим, что в этом случае, в отличие от случая хирального ФК с идеальной периодической структурой, дифракционное отражение для различных длин волн происходит от различных глубин образца и эффективная толщина для каждой длины волны мала, поэтому кривая $R(\lambda)$ на краях ФЗЗ имеет искривления, характерные для тонких слоев ФК с идеальной структурой.

Таким образом, линейный профиль изменения параметров модуляции позволяет значительно увеличить частотную ширину ФЗЗ, а также путем изменения параметров модуляции управлять шириной ФЗЗ. Эти свойства хиральных ФК позволяют использовать их в качестве широкополосных дифракционных зеркал с управляемой частотной шириной.

Сравнение спектров отражения при различных углах падения показывает, что при наклонном падении спектры отражения становятся поляризационно-чувствительными и частотная ширина ФЗЗ для двух ортогональных круговых поляризаций различна. Возникает вопрос, настолько ли значительно это уширение, чтобы получить так называемое всенаправленное отражение? В работе [10] показано, что в случае $m = 1$ при определенных параметрах задачи существует конечная область длин волн, где имеет место всенаправленное отражение. Сравнение спектров отражения в случае минимального влияния диэлектрических границ с аналогичными спектрами в случае, когда слой хирального ФК находится в вакууме [10], показывает, что в первом случае всенаправленное отражение не наблюдается. Это связано с тем, что в случае

$m_0 = 1$ при увеличении угла падения область дифракционного отражения мало смещается в сторону коротких волн, во всяком случае, не по условию Брэгга: $\lambda_B = \bar{n} \Lambda \cos \alpha$ (λ_B – центральная длина волны ФЗЗ, \bar{n} – средний коэффициент преломления хирального ФК (см. [6]). Далее, при углах падения $\alpha > \alpha_{cr}$ ($\alpha_{cr} \approx \arcsin(n_0 / \sqrt{\epsilon - \gamma - \Delta\epsilon})$) происходит полное внутреннее отражение. Отметим также, что в случае $n_0 = \sqrt{\epsilon}$ (в отличие от случая $m_0 = 1$, при котором при наличии градиента периода модуляции расщепления ФЗЗ на три области не происходит) при наклонном падении (при больших углах падения), как и в случае хирального ФК с идеальной периодической структурой, возникают как области полного (независящего от поляризации) отражения, так и боковые области неполного (селективного по отношению к поляризации) отражения.

На рис.2 представлена зависимость коэффициента отражения R от угла падения α для длины волны $\lambda = 1.196$ мкм в двух случаях, а именно, в случае слоя хирального ФК с идеально-периодической структурой (кривые 1) и в случае хирального ФК с линейным профилем изменения периода модуляции (кривые 2).

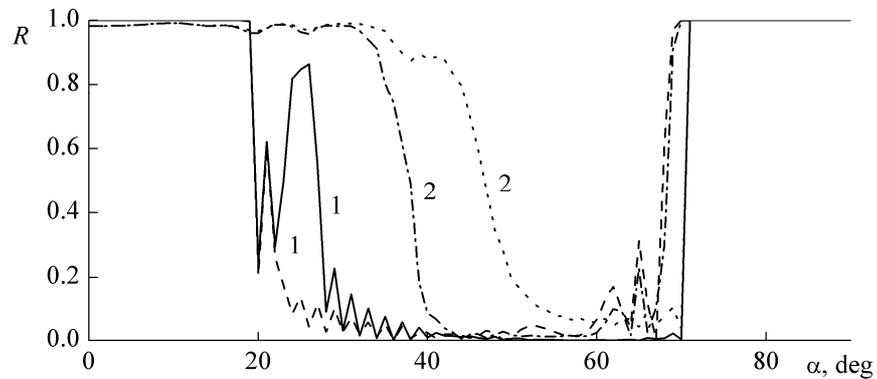


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения (на длине волны $\lambda=1.196$ мкм для слоя хирального ФК с идеально-периодической структурой (кривые 1) и с линейным профилем изменения периода модуляции (кривые 2) для двух ортогональных круговых поляризаций (сплошная и штриховая кривые, соответственно). Параметры здесь те же, что и на рис.1.

Теперь перейдем к случаю, когда $\Lambda(z) = \Lambda = \text{const}$, а $\Delta\epsilon(z) = (\Delta\epsilon_{\max} - \Delta\epsilon_{\min})z/d + \Delta\epsilon_{\min}$ и $\Delta\gamma(z) = (\Delta\gamma_{\max} - \Delta\gamma_{\min})z/d + \Delta\gamma_{\min}$. В этом случае геометрический период структуры среды не меняется, но меняется эффективный коэффициент преломления.

На рис.3 представлены спектры отражения при различных углах падения α для двух ортогональных круговых поляризаций падающего света. Здесь также спектр отражения (при нормальном падении) в случае обычного хирального ФК, т.е. хирального ФК с $\Lambda(z) = \text{const}$, $\Delta\epsilon(z) = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const}$, изображен

(a)

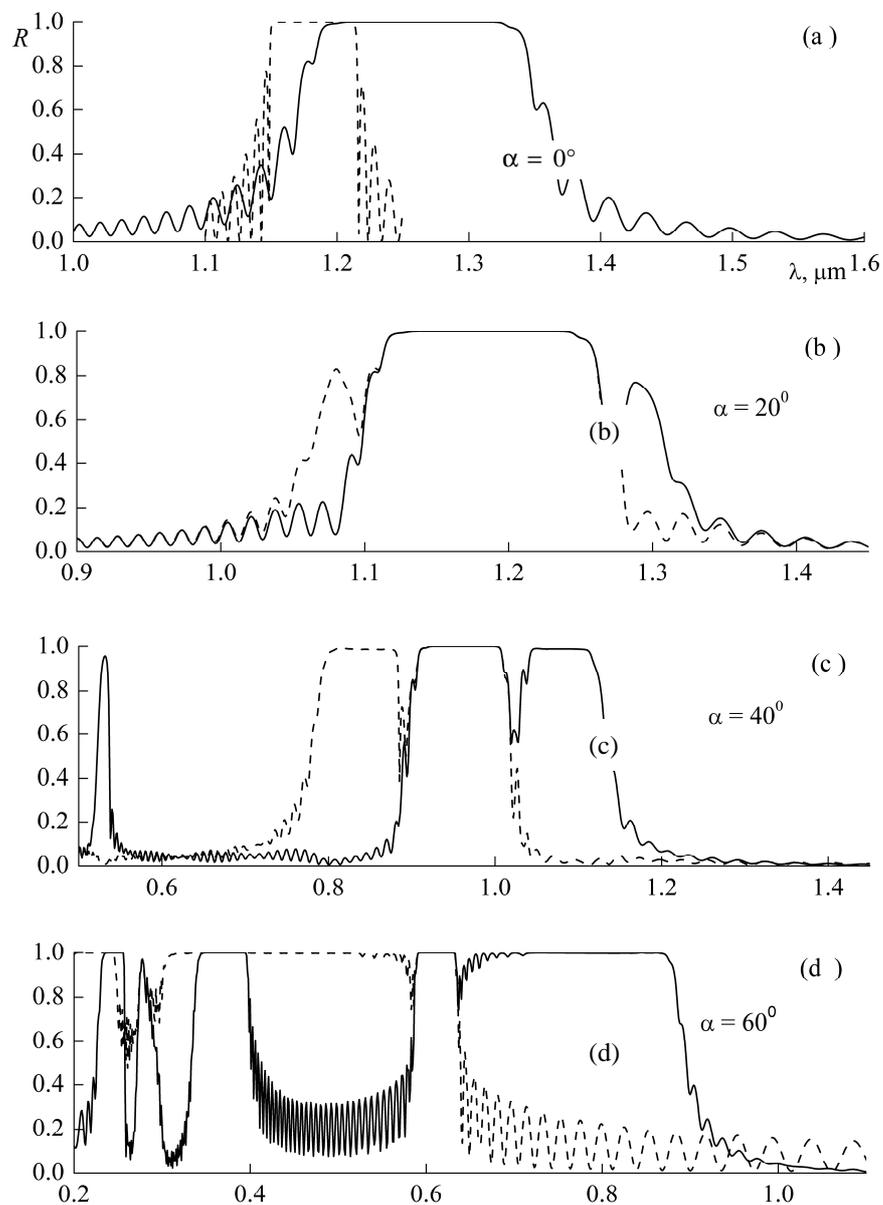


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны (при различных углах падения для двух ортогональных круговых поляризаций (сплошная и штриховая кривые, соответственно) в случае линейного профиля изменения глубины модуляции хирального ФК. Здесь $\Delta\epsilon_{\min} = 0.25$, $\Delta\epsilon_{\max} = 0.75$, $\Delta\gamma_{\min} = 0.01$, $\Delta\gamma_{\max} = 0.03$, $\Lambda(z) = \text{const} = 0.4 \mu\text{м}$. Толщина слоя хирального ФК $20 \mu\text{м}$. На рис.3а штриховая кривая соответствует случаю хирального ФК с идеальной периодической структурой и с параметрами $\Delta\epsilon = 0.5$ и $\Delta\gamma = 0.02$.

на рис.3а пунктирной линией. Как видно из представленных результатов, в этом случае также наблюдается смещение (в сторону длинных волн) и уширение ФЗЗ, но уширение ФЗЗ в этом случае намного меньше, чем в случае наличия градиента периода модуляции. Это обусловлено тем, что в этом случае ушире-

ние ФЗЗ обусловлено только изменениями эффективных коэффициентов преломления и не зависит от тангенса угла наклона кривой $\Delta\epsilon(z)$.

Отметим также, что в отличие от случая наличия градиента периода модуляции, в этом случае отражение в ФЗЗ намного сильнее (в случае наличия градиента периода модуляции полное дифракционное отражение в ФЗЗ происходит при намного большей толщине хирального ФК). Кроме того, в этом случае при наклонном падении, как и в случае хирального ФК с идеальной периодической структурой, также возникают области неполного (селективного по отношению к поляризации) отражения. В этом случае также область всенаправленного отражения не формируется.

Один из авторов (А.А. Геворгян) выражает благодарность Армянскому Национальному Фонду Науки и Образования (ANSEF грант № 1264-PS) за частичную финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn.** Photonic Crystals. Princeton, Princeton Univ. Press, 1995.
2. **K.Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. **S.G.Johnson, J.Joannopoulos.** Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, Kluwer, 2002.
4. **Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 37 (2006).
5. **Э.М.Арутюнян, С.А.Арутюнян, А.А.Геворгян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 24 (2007).
6. **А.А.Геворгян.** ЖТФ, **77**, 75 (2007).
7. **Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян.** ЖТФ, **79**, 98 (2009).
8. **А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян.** Опт. и спектр., **88**, 647 (2000).
9. **А.Н.Gevorgyan, М.Z.Harutyunyan.** Phys. Rev. E, **76**, 031701 (2007).
10. **А.А.Геворгян, Э.М.Арутюнян.** Опт. и спектр., **107**, 142 (2009).
11. **А.А.Геворгян.** Письма в ЖТФ, **34**, 48 (2008).

OPTICAL PROPERTIES OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS WITH GRADED MODULATION PARAMETERS

E.M. HARUTYUNYAN, S.H. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN, A.H. MOVSISYAN

The light oblique transmission through a chiral photonic crystal layer with graded modulation parameters is considered. The problem is solved by the Ambartsumian's layer addition method. The specific properties of dependences of amplitude characteristics at different angles of incidence are discussed. Two cases are studied: 1) the case when along the medium axes the period of modulation is changed (with a linear law), 2) the case when along the medium axes the depth of modulation is changed (again with a linear law). It is shown that in both cases the broadening of the photonic band gap takes place.