УДК 548.0

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С БОЛЬШОЙ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М.З. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 декабря 2006 г.)

Рассмотрено взаимодействие света со слоем хирального фотонного кристалла. Изучены особенности эффекта Бормана при большой анизотропии. Исследованы собственные поляризации (СП) и показано, что если в пределе ($\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 - \epsilon_2)$ главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной оси среды) эти поляризации являются ортогональными и квазикруговыми, то в пределе $\delta >> 1$ они ортогональны, но уже имеют линейную поляризацию. Установлено, что хиральные фотонные кристаллы в общем случае проявляют полную селективность не по отношению к круговым поляризациям (как при $\delta << 1$), а по отношению к СП.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2]. Они составляют особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств в пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Такие структуры представляют собой новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих интересными физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и от геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной интегральной, лазерной и нелинейной оптике, а также в оптоэлектронике. ФК позволяют полностью контролировать распространение световых волн [1-4]. В них наблюдается явление локализации света в дефектных модах с дискретными частотами, лежащими в запрещенных зонах невозмущенного ФК. Особый интерес представляют хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы [5-7] и т.д.) из-за более богатых оптических свойств. Для хиральных ФК фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Здесь селективное по отношению к поляризации дифракционное отражение наблюдается в спектральной области от λ_{1-} σ_{n_0} до $\lambda_2 - \sigma_{n_e}$, где σ -(шаг спирали, $n_o = \sqrt{\epsilon}$ и $n_e = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ (локальные коэффициенты преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно.

В ряде работ развита оптика сред со спиральной структурой, которая относится к случаю слабой анизотропии (см., в частности, [8-15], а также ряд других работ, цитируемых в них). В [16-

20] начато построение оптики сред со спиральной структурой с большой (а также огромной) анизотропией. Рассмотрены особенности собственных решений, решена граничная задача для полупространства, изучено влияние диэлектрических границ. Показано, в частности, что хиральные ФК с большой анизотропией теряют свойство селективности по отношению к круговым поляризациям. В данной работе продолжены исследования в этом направлении, а именно, изучены особенности поглощения в таких средах.

Отметим, что большая анизотропия может наблюдаться, например, вблизи отдельных линий поглощения, когда одна из компонент тензора диэлектрической (или магнитной) проницаемости намного больше другой или когда эти компоненты имеют разные знаки. Кроме того, известно [5,6], что спиральные среды можно создать искусственно. Следует ожидать аналогичную ситуацию (т.е. когда (> 1) для искусственных ферромагнитных спиральных структур, имитирующих поведение хиральных ФК в СВЧ области спектра, поскольку, как известно, намагниченные ферромагнетики имеют большую анизотропию в СВЧ области вблизи ферромагнтного резонанса.

2. Основные сотношения

Рассмотрим прохождение и отражение света при его нормальном падении на слой хирального ФК, характеризующегося тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей вида

$$\hat{\varepsilon}(z) = \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2az & \delta \sin 2az & 0\\ \delta \sin 2az & 1 - \delta \cos 2az & 0\\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \qquad \hat{\mu}(z) = \hat{I}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 (\varepsilon_2)/2, a = 2\pi/\sigma, \sigma - шаг спирали, \hat{I} - единичная матрица. Ось спирали среды (ось z) перпендикулярна к граничным поверхностям.$

Решение волнового уравнения для хирального ФК, согласно [10,11], имеет вид

$$\boldsymbol{E}(z,t) = \sum_{j=l}^{4} [E_j^+ \boldsymbol{n}_+ \exp(ik_j^+ z) + E_j^- \boldsymbol{n}_- \exp(ik_j^- z)] \exp(-i\omega t),$$
(2)

где $\mathbf{n}_{\pm} = (\mathbf{x} \pm i\mathbf{y})/\sqrt{2}$ — орты круговых поляризаций, k_j^+ и k_j^- суть *z*-компоненты волновых векторов: они связаны условием Вульфа(Брэгга $k_j^+ - k_j^- = 2a$. Аналитическое решение граничной задачи для конечного слоя хирального ФК также известно [13-15]. Представив суммарное поле в среде (2) в виде

$$\boldsymbol{E}(z) = \boldsymbol{A}(z) \exp[i(kz - \omega t)], \qquad (3)$$

где

$$A_{x,y} = \sqrt{\left(Re E_{x,y}\right)^2 + \left(Im E_{x,y}\right)^2},$$

$$k = \operatorname{arctg}\left(Im E_x / Re E_x\right) / z = \operatorname{arctg}\left(Im E_y / Re E_y\right) / z,$$
(4)

и $E_{x,y}$ суть *х,у*-компоненты суммарной волны (2), можно определить азимут ψ и эллиптичность *е* суммарной волны, возникающей в среде:

$$\Psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left[\frac{2Re\beta}{1-|\beta|^2}\right], \qquad e = \frac{1}{2} \operatorname{arcsin}\left[\frac{2Im\beta}{1+|\beta|^2}\right], \tag{5}$$

где $\beta = E^y / E^x$.

Согласно [13-15], для величины Q = 1 ((R + T) (R и T – энергетические коэффициенты отражения и пропускания), характеризующей поглощенную в слое хирального Φ К световую энергию, получаем:

$$Q^{\pm} = 1 - [/h_{l,2}a_2 + h_{2,l}a_1]^2 + /\delta(a_2 - a_1)]^2 + + /u\delta^2(s_1a_2 - s_2a_1)^2 + /u\delta(s_1a_2h_{l,2} + s_2a_1h_{2,1})^2]/|\Delta|^2,$$
(6)

где $\Delta = 2\gamma a_1 a_2$, $h_{1,2} = \gamma \pm 2\chi$, $k_{1,2} = 2ub_{1,2}/d$, $b_{1,2} = \sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma}$, $\gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}$, $u = \pi d \sqrt{\varepsilon_m} / \lambda$, $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp iul_{1,2}\sin(k_{1,2}d)/(k_{1,2}d)$, $l_{1,2} = \gamma \pm 2$, $\chi = \lambda/(\sigma\sqrt{\varepsilon_m})$, d - толщина слоя, знак "-" соответствует случаю, когда на слой падает свет с круговой поляризацией, совпадающей с винтом спирали, а "+" – свет с обратной круговой поляризацией.

3. Результаты и обсуждение

Как известно, при взаимодействии света со слоем хирального ФК конечной толщины действуют два механизма дифракции [10,11]: дифракция света на структуре среды (выражающаяся в том, что в определенной области частот, именуемой областью селективного отражения, свет претерпевает селективное по отношению к поляризации дифракционное отражение) и дифракция света в ограниченном объеме (выражающаяся в том, что вне области селективного отражения интенсивность отраженного света уменьшается, осциллируя и проходя через дифракционные максимумы и минимумы). Известно также, что при взаимодействии электромагнитной волны со средой неоднородности среды приводят к модуляции суммарной волны, возникающей в среде. В соответствии с существованием различных форм модуляции волны, должны существовать различные механизмы аномалии поглощения. В хиральных ФК, при наличии локальной анизотропии поглощения, имеет место эффект Бормана, заключающийся в аномально слабом (или сильном) поглощении излучения в условиях дифракционного рассеяния. Этот эффект хорошо известен для рентгеновских лучей. Суммарная волна, возбуждаемая в среде, модулирована. Эта модуляция похожа на ту, которая возникает в системе двух связанных осцилляторов. Когда узлы стоячей волны, возбуждаемой в среде, совпадают с позициями атомов, поглощение получается аномально слабым, но когда с позициями атомов совпадают ее гребни, поглощение аномально сильно. В отличие от случая рентгеновских лучей в кристаллах, в хиральных ФК эффект Бормана реализуется за счет поляризационных свойств собственных волн [10,11]. Чтобы понять физическую причину возможности уменьшения (или увеличения) поглощения, рассмотрим сначала картину суммарного волнового поля в хиральном ФК без поглощения в условиях дифракции. Поскольку одна из круговых поляризаций (та, знак которой противоположен знаку хиральности $\Phi {
m K}$) не испытывает дифракции, то речь пойдет в основном о волне дифрагирующей поляризации. На рис.1 представлены зависимости поглощения излучения Q в слое среды, азимута ψ и эллиптичности е суммарной волны, возникающей в среде, от длины волны λпри наличии анизотропного поглощения *Іт*ε_{*a*} = *Iπ*ε_{*m*} (кривая 4 показывает азимут минимального поглощения). Падающий на слой свет имеет дифрагирующую круговую поляризацию. Если частота света находится в области селективного отражения (OCO), то направление суммарного поля оказывается фиксированным для фиксированной координаты вдоль оси спирали. Более того, с изменением z это направление поворачивается вокруг z, но так, что угол между директором (локальной оптической осью) в каждой точке и этим направлением остается неизменным. Если частота света изменяется, то угол между директором и суммарным полем также изменяется. Причем на коротковолновой границе ОСО суммарное поле оказывается ориентированным вдоль направления, соответствующего меньшему главному значению локального тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. На длинноволновой границе ОСО поле направлено перпендикулярно направлению меньшего главного значения. Естественно, что введение поглощения (для определенности будем считать его пока слабым) существенно не влияет на поляризационные характеристики собственных волн. Поэтому и при наличии поглощения сохраняется описанная выше структура полей. Отсюда ясно, что если осцилляторы поглощения в молекулах хиральных $\Phi
m K$ направлены вдоль длинной оси молекул (вдоль направления директора или главной оси, соответствующей єї), то минимальное поглощение будет наблюдаться на длинноволновой границе ОСО. Если же осцилляторы поглощения направлены перпендикулярно директору, то минимальное поглощение будет проявляться на коротковолновой границе ОСО [10,11].

Q, Ψ, е



Рис.1. Зависимость поглощения излучения Q в слое среды (кр.1), азимута ψ (кр.2) и эллиптичности e (кр.3) суммарной волны, возникающей в среде, от длины волны λ при наличии анизотропного поглощения ($Im\varepsilon_a \neq O$, $Im\varepsilon_a = Im\varepsilon_m$) в случае падения на слой света круговой поляризации, совпадающей с винтом спирали. Параметры слоя таковы: $Re\delta\varepsilon = 0.0332$, $Re\varepsilon_m = 2.2165$, $d = 50\sigma$, $Im\varepsilon_m = 0.01$, $\sigma = 0.42$ мкм.

На рис.2а представлены зависимости Q^{\mp} от длины волны (в случае Imɛ_s = Imɛ_m (соответственно, кривые 1 и 2) и в случае Imɛ_s = (Imɛ_m (кривые 3 и 4) при слабой локальной анизотропии (δ = 0.033). На рис.2b показаны те же зависимости при большой локальной анизотропии (δ = 0.95). Как видно из рис.2a, при слабой локальной анизотропии полное подавление поглощения (Q (0) наблюдается вблизи коротковолновой границы в случае Im(_s=Im(_m (кр.1) и вблизи длинноволновой границы в случае Imɛ_s = (Imɛ_m (кр.2). Свет с недифрагирующей поляризацией не проявляет особенностей поглощения ни в одном случае (кр.3 и 4). При большой локальной анизотропии прежде всего отметим огромное поглощение при малых геометрических толщинах. Кроме того, как видно из рис.2b, полного подавления поглощения здесь практически не происходит; более того, при Imɛ_s = Imɛ(_m Q имеет практически одинаковое значение на длинноволновой и коротковолновой границах ОСО. Видно также, что особенности поглощения проявляют световые волны обеих круговых поляризаций (Q в случае Imɛ_s=Imɛ_m больше по величине, чем при Imɛ_s = (Imɛ_m).

В работе [20] исследованы особенности дифракционного отражения в хиральных ФК при большой локальной анизотропии и показано, что эти особенности связаны с изменениями СП при локальной анизотропии. Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения – это значения передаточной



Рис.2. Зависимость Q^{\mp} от длины волны λ в случае Im ϵ_a = Im ϵ_m (соответственно, кривые 1 и 3) и в случае Im ϵ_a = -Im ϵ_m (кривые 2 и 4) при слабой локальной анизотропии (а, параметры те же, что и на рис.1) и при большой локальной анизотропии (b, Re δ = 0.95, Re ϵ_m = 0.5, Im ϵ_m = 0.005, d = 7 σ . Остальные параметры те же, что и на рис.1).

функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [21]. СП и собственные значения дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой и поэтому в оптике и особенно в эллипсометрии важное значение имеет вычисление СП и собственных значений для каждой оптической системы. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с

поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. Как показывают наши исследования, в частности, для случая хиральных Φ K при нормальном падении, для которого известно точное решение, и следовательно, известны поляризации собственных мод, СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. В общем случае имеют место и определенные отличия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред). В СП учтены влияния диэлектрических границ. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых неизвестно точное решение задачи. Особенности СП и собственных значений для слоя хирального Φ K при нормальном падении исследованы в работах [22,23]. В [22] вычислены СП для слоя хирального Φ K с учетом точных граничных условий. Если в общем случае они очень сложны, то при условии $ad = 2\pi n$, n = 1,2,... они принимают простой вид, а именно:

$$\beta_{l,2} = (-2\chi \pm \gamma)/\delta, \qquad (7)$$

(здесь $\beta = E_1/E_1$) поляризационная передаточная функция при круговых базисных поляризациях). Для выявления характерных особенностей СП хирального ФК с большой анизотропией ограничимся этим случаем.

Из (7) видно, что при слабой анизотропии (δ <<1) СП представляют собой две квазикруговые поляризации с правым и левым обходом. СП изменяются с анизотропией и при увеличении (превращаются в эллиптические поляризации с правым и левым обходом. С дальнейшим увеличением анизотропии эллиптичность уменьшается и стремится к нулю в пределе δ >>1. Таким образом, если в одном предельном случае (δ <<1) СП являются ортогональными квазикруговыми поляризациями, то в другом предельном случае δ >>1 они ортогональны, но уже имеют квазилинейную поляризацию.

Второе важное следствие анализа особенностей СП заключается в следующем. Как показано в [20], хиральные ФК при слабой анизотропии проявляют селективность по отношению к круговым поляризациям, а при громадной анизотропии - к линейным поляризациям. При промежуточных значениях анизотропии они теряют полную селективность по отношению к этим поляризациям. Анализ свойств СП показывает, что селективность – общее свойство хиральных ФК. Но эти среды проявляют селективность не по отношению к круговым или линейным поляризациям, а по отношению именно к СП [20]. Волна с одной СП испытывает полное дифракционное отражение, причем в ОСО при отсутствии поглощения коэффициент отражения точно равен единице, безотносительно к значению анизотропии. Волна с другой СП вообще не испытывает дифракционного отражения. При слабой анизотропии среда проявляют селективность по отношению к круговым поляризациям, поскольку в этом пределе СП совпадают с этими поляризациями. Аналогично, при громадной анизотропии хиральные ФК проявляют селективность по отношению к круговым поляризациям, поскольку в этом пределе СП превращаются в ортогональные линейным поляризациям.

В вышеизложенном можно убедиться также непосредственно при помощи аналитических вычислений. Рассмотрим прохождение и отражение света при нормальном его падении на планарный слой хирального ФК. Будем предполагать, что диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон с образцом, равна средней диэлектрической проницаемости образца. Будем рассматривать случай $ad = 2\pi n$, поскольку решение задачи в этом случае существенно

упрощается. Тогда для собственных значений передаточных функций для комплексных амплитуд прошедшей *V*_{1,2} и отраженной *G*_{1,2} волн получаем (согласно [13-15]) при падении на слой света с β = β_{1,2}:

$$V_{1,2} = 1/a_{1,2}, \quad G_{1,2} = ius_{1,2}h_{1,2}/(|\beta_{1,2}| | \alpha_{1,2}).$$
 (8)

Соответствующие коэффициенты отражения *R*_{1,2} и прохождения *T*_{1,2} определяются выражениями

$$R_{1,2} = 1/|a_{1,2}|^2, \qquad T_{1,2} = |us_{1,2}h_{1,2}/(|\beta_{1,2}||a_{1,2}|)|^2.$$
(9)

Таким образом, если особенности "отражения, прохождения" первой собственной волны полностью определяются нерезонансным волновым числом k_1 , то особенности "отражения, прохождения" второй собственной волны полностью определяются резонансным волновым числом k_2 .



Рис.3. Зависимость поглощения излучения Q в слоё от длины волны λ при Im ϵ_a = Im ϵ_m = 0.005 (кр.1) и при Im ϵ_a = -Im ϵ_m = (0.005 (кр.2), в случае падения на слой света с дифрагирующей и недифрагирующей (соответственно, кривые 3 и 4) СП. Параметры те же, что и на рис.2b.

На рис.З представлена зависимость поглощения излучения Q от длины волны λ при Imɛ_# = Imɛ_m (кр.1) и при Imɛ_# = (Imɛ_m (кр.2) в случае, когда на слой падает волна с дифрагирующей СП и с недифрагирующей СП (соответственно, кривые 3 и 4). Как видно из рисунка, на соответствующих границах ОСО дифрагирующая СП испытывает полное подавление поглощения. Таким образом, описанная в работе [23] физическая картина эффекта Бормана в хиральных ФК верна только в том случае, когда на среду падает свет с дифрагирующей СП. То есть только при падении на слой хирального ФК света с дифрагирующей СП возбуждаемая в среде суммарная волна в ОСО имеет линейную поляризацию, причем ориентированную на направление минимального поглощения

(на одной границе) и максимального поглощения (на другой границе). Подобная ситуация (когда СП не совпадают с круговыми поляризациями) наблюдается также при наклонном падении света на планарный слой хирального ФК. Так, в [24] экспериментально изучено аномальное прохождение (эффект Бормана) при наклонном падении света на планарный слой ХЖК и показано, что эффект не наблюдается при углах падения, больших 19°. В [25] показано, что это связано с изменением СП с углом падении до ортогональных квазилинейных поляризаций при углах падения, близких к 90°). Отметим также, что подобная ситуация наблюдается также в том случае, когда средняя диэлектрическая проницаемость хирального ФК сильно отличается от диэлектрической проницаемости среды, граничащей с обеих сторон со слоем хирального ФК [26].

Отметим различие характера поглощения света с недифрагирующей СП в случаях Ime_s = \pm Ime_m, которое увеличивается с уменьшением длины волны. Это также находит свое объяснение. Действительно, как было отмечено выше, особенности собственных волн в среде полностью обусловлены особенностями соответствующих волновых чисел. Как известно, при слабой анизотропии мнимая часть нерезонансного волнового числа Imk (от которого зависит поглощение недифрагирующей собственной волны) практически полностью определяется средним поглощение особенностей не имеет. В пределе же Могена величина Imk зависит также от величины и знака Ime_s. При большой анизотропии влияние величины и знака Ime_s на Imk становится существенным. При увеличении анизотропии преломления оно простирается и до более длинных волн.

Значительное уменьшение поглощения Q волны с недифрагирующей СП с увеличением длины волны обусловлено тем, что здесь представлена большая область изменения длины волны (от 0.03163 мкм до 0.60444 мкм) и поэтому становятся значительными изменения, обусловленные изменением длины волны. Отметим увеличение френелевских отражений при увеличении анизотропии даже при рассмотренном нами случае $\varepsilon_m = \varepsilon$, где ε - диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем хирального ФК). При большой анизотропии существенно увеличивается частотная ширина ОСО, и в пределах ОСО изменения СП становятся значительными. В соответствии с этим в пределах ОСО становятся значительными также изменения других оптических характеристик.

Таким образом, в работе исследованы особенности поглощения излучения в хиральных ФК при большой локальной анизотропии. Нами показано, что при большой анизотропии (в отличие от случая слабой анизотропии) не происходит аномально сильного поглощения и подавления поглощения (при падении на систему света с резонансной круговой поляризацией). Это обусловлено тем, что при большой анизотропии СП перестают быть круговыми поляризациями и что СП изменяются с изменением анизотропии. Мы показали, что в общем случае аномально сильное поглощение и подавление поглощения происходят при падении на систему света с резонансной СП.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Yablonovich. Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987).

2. S.John. Phys. Rev. Lett., 58, 2486 (1987).

3. J.D.Joannopoulos, R.D.Meade, J.N.Winn. Photonic crystals. Princeton, U. Princeton Press, N.J., 1995.

4. J.Pendry. J. Mod. Opt., 41, 209 (1994).

5. P.G.De Gennes, J.Prost. The physics of liquid crystals. Oxford, Clarendon, 1993.

6. L.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, K.E.Torn, et al. Opt. Commun., 184, 57 (2000).

7. S.Pursel, M.W.Horn, M.C.Demirel, A.Lakhtakia. Polymer, 46, 9544 (2005).

8. H. de Vries. Acta Cryst., 4, 219 (1951).

9. **Е.И.Кац**. ЖЭТФ, **59,** 1854 (1970).

10. В.А.Беляков, В.Е.Дмитриенко, В.П.Орлов. УФН, **127**, 221 (1979).

11. В.А.Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.

12. С.Чандрасекар. Жидкие кристаллы. М., Мир, 1980.

13. Г.А. Варданян, А.А. Геворгян. Кристаллография, 42, 723 (1997).

14. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 316 (1997).

15. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., 89, 685 (2000).

16. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян и др. Кристаллография, **43**, 793 (1988).

17. О.М.Аракелян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 255 (2000).

18. О.М.Аракелян, А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 67 (2001).

19. A.H.Gevorgyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 382, 1 (2002).

20. A.H.Gevorgyan, M.Z.Harutyunyan, et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 432, 69 (2005).

21. R.M.A.Azzam, N.M.Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.

22. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).

23. R.Nityananda. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 21, 315 (1971).

24. S.Endo, T.Kuribara, T.Akahane. Jpn. J. Appl. Phys., 22, L499 (1983).

25. Y.Sah, K.A.Suresh. J. Opt. Soc. Am. A., 11, 740 (1994).

26. А.А.Геворгян. ЖТФ, 70, № 9, 82 (2000).

ԼՈԻՅՍԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԼՈԿԱԼ ՄԵԾ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՅՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՔԻՐԱԼ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

ሆ.Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Քննարկված է լույսի փոխազդեցությունը քիրալ ֆոտոնային բյուրեղի շերտի հետ։ Ուսումնասիրված են Բորմանի երևույթի առանձնահատկությունները մեծ անիզոտրոպիայի դեպքում։ Հետազոտված են սեփական բևեռացումների (UF) առանձնահատկությունները և ցույց է տրված, որ եթե ծ << 1 սահմանում այս բևեռացումները օրթոգոնալ են ու քվազիշրջանային, ապա ծ >> 1 սահմանում նրանք նորից օրթոգոնալ են, բայց արդեն ունեն քվազիգծային բևեռացում (ծ = (εլ - ε₂)/(ε լ - ε ₂), ε լ-ը և ε ₂-ը միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիության թենզորի գլխավոր արժեքներն են)։ ծույց է տրված, որ ընդհանուր դեպքում քիրալ ֆոտոնային բյուրեղները դրսևորում են սելեկտիվություն ոչ թե շրջանային բևեռացումների նկատմամբ (ինչպես ծ<< 1 սահմանում), այլ հենց UF ների նկատմամբ։

FEATURES OF LIGHT ABSORPTION IN CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS WITH A LARGE LOCAL ANISOTROPY

M.Z. HARUTYUNYAN

Light interaction with a chiral photonic crystal layer is considered. Features of the Borrmann effect at large anisotropy are studied. The natural polarizations are considered and it is shown that if $\delta << 1$ ($\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 - \epsilon_2)$, where ϵ_1 , ϵ_2 are the principal values of the dielectric permittivity tensor), then the natural polarizations are orthogonal and quasi-circular, and if $\delta >> 1$, they are orthogonal but linearly polarized. It is established that in the general case the chiral photonic crystals show complete selectivity not to the circularly polarized light (as at $\delta << 1$), but with respect to natural polarizations only.