

ОПТИКА ДИХРОИЧНЫХ ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ (наклонное падение)

© 2008 г. Г. А. Варданян*, доктор физ.-мат. наук; А. А. Геворгян**, доктор физ.-мат. наук

* Intercontinental State University, Los Angeles, USA

E-mail: Gagik2003@cs.com

** Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

Рассмотрено распространение света через планарный слой хирального фотонного кристалла (ХФК). Исследован один предельный случай, а именно случай поглощающего ХФК при отсутствии локального преломления. Исследованы особенности спектров отражения, поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации как при отсутствии диэлектрических границ, так и при их наличии. Изучены свойства собственных поляризаций.

Коды OCIS: 260.2130, 160.3710, 230.3720, 230.1480, 999.9999.

Поступила в редакцию 18.09.2007.

Введение

Диэлектрические среды с периодической модуляцией коэффициента преломления обладают фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ), т. е. в определенной частотной области распространение света в этих средах запрещено. Такие оптические среды известны как фотонные кристаллы (ФК). Теоретическое и экспериментальное исследование оптических свойств ФК продолжает оставаться в центре внимания специалистов, так как результаты этих исследований могут найти непосредственное техническое применение в оптоэлектронных приборах нового поколения. Жидкие кристаллы (ЖК), содержащие хиральные молекулы, имеют самоорганизующую геликоидальную структуру и также обладают ФЗЗ, поэтому их тоже можно отнести к 1D ФК. Их называют хиральными фотонными кристаллами (ХФК). К ХФК относятся также хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы и др. ХФК находят широкое применение, в частности, в высокоэффективных ЖК-дисплеях, как поляризационные фильтры и зеркала, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, как модуляторы и т. д. [1–11]. Создаются все новые ХФК с различными свойствами. Главное отличие ХФК от обычных заключается в том, что для первых ФЗЗ существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Свет с обратной круговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения.

Поглощение света в ХФК имеет ряд особенностей, в частности, в них при наличии локальной ани-

зотропии поглощения также наблюдается 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 обычных кристаллах, в ХФК эффект Бормана реализуется за счет поляризационных свойств собственных волн [2, 12–14]. Если частота света находится в ФЗЗ, то направление суммарного поля оказывается фиксированным для фиксированной координаты вдоль оси спирали (вдоль оси z). 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. При этом на коротковолновой границе ФЗЗ суммарное поле оказывается ориентированным вдоль направления, соответствующего меньшему главному значению локального тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. На длинноволновой границе ФЗЗ поле направлено перпендикулярно направлению меньшего главного значения. Естественно, что введение поглощения (для определенности будем считать его пока слабым) существенно не повлияет на поляризационные характеристики собственных волн. Поэтому и при наличии поглоще-

ния сохраняется описанная выше структура полей. Отсюда ясно, что если осцилляторы поглощения в молекулах ХФК направлены вдоль длинной оси молекул (вдоль направления директора или главной оси, соответствующей ϵ_1), то минимальное поглощение будет наблюдаться на длинноволновой границе ФЗЗ. Если же осцилляторы поглощения направлены перпендикулярно директору, то минимальное поглощение будет проявляться на коротковолновой границе ФЗЗ [2, 12–14].

На поглощение света в ХФК существенное влияние оказывают дифракция света на периодической структуре среды и в конечном слое, концентрация молекул поглотителей и наличие диэлектрических границ. Для полного представления вкладов каждого из этих факторов на свойства поглощения ХФК в данной работе мы будем исследовать один предельный случай, а именно случай поглощающей ХФК с геликоидальной структурой при отсутствии локального преломления. Иными словами, мы будем рассматривать ХФК, главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости которого имеют вид $\epsilon_{1,2} = \epsilon_0 + i\epsilon''_{1,2}$, где ϵ_0 – реальная часть компонентов тензора диэлектрической проницаемости, которая предполагается одинаковой для всех компонентов. Случай поглощения при нормальном падении (когда ϵ'_1 и ϵ'_2 положительные величины) рассмотрен в работе [15]. Мы рассмотрим случай наклонного падения.

Отметим также, что такие среды могут быть получены при растворении в изотропной гиротропной жидкости чисто дихроичных молекул или могут быть созданы искусственно, методом вакуумного напыления на вращающейся подложке.

Метод расчета

Рассмотрим отражение и прохождение света через слой ХФК при наклонном падении света на слой. Амплитуда отраженной и прошедшей волн могут быть представлены как

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (1)$$

где индексами i, r и t обозначены соответственно поля падающей, отраженной и прошедшей волн; \hat{R} и \hat{T} – матрицы Джонса отраженной и прошедшей волн

$$\text{соответственно, } \mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix},$$

\mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s – орты p - и s -поляризации.

Численные расчеты будем выполнять по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для одного шага. Для этого слой ХФК толщиной $d = \sigma$ (σ – шаг спирали) разобьем

на большое число тонких слоев с толщинами $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальные толщины достаточно малы, то можно считать, что каждый слой представляет собой пластинку с линейным двулучепреломлением, а сам слой с $d = \sigma$ – стопку параллельных весьма тонких двулучепреломляющих слоев, причем главные оси каждого последующего слоя повернуты относительно осей предыдущего на малый угол $2\pi/N$. Тогда (в частности, согласно [16]) задача определения \hat{R} и \hat{T} слоя с $d = \sigma$ сводится к решению системы разностных матричных уравнений

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j \end{aligned} \quad (2)$$

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 Джонса для сред j и $j-1$ двулучепреломляющими слоями соответственно; \hat{r}_j, \hat{t}_j – матрицы Джонса j -го двулучепреломляющего слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, \hat{I} – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса двулучепреломляющего слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно [17].

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (2), однако в этом случае уже \hat{r}_j, \hat{t}_j – матрицы Джонса для слоя ХФК с толщиной $d = \sigma$. С помощью уравнений (1), (2) мы можем вычислить отражение $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctg[2\text{Re}(\chi)/(1 - |\chi|^2)]/2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2\text{Im}(\chi)/(1 + |\chi|^2)]/2$ ($\chi = E_r^p/E_r^s$), круговой и линейный дихроизмы и т. д. При наличии поглощения величина $Q = 1 - (R + T)$ будет характеризовать поглощенную в слое ХФК световую энергию.

Результаты и обсуждение

Мы будем исследовать особенности отражения (пропускания) для волн с собственными поляризациями (СП). Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения – это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [18]. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. Для многих сред СП

практически совпадают с поляризациями собственных мод. Тем не менее в общем случае есть 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 учтено влияние диэлектрических границ. В нашем случае, когда влияние диэлектрических границ минимально, СП практически точно совпадают с поляризациями собственных мод, возбуждаемых в среде.

В случае наклонного падения света в оптике ХФК с отличным от нуля локальным преломлением проявляются качественные особенности по сравнению со случаем нормального падения. Существуют высшие порядки отражения на частотах, кратных брэгговской частоте. При наклонном падении света волны с обеими СП становятся дифракционными (одна из них является сильновзаимодействующей

и другая – слабовзаимодействующей), причем при больших углах падения образуется область полного (не селективного по отношению к поляризации) дифракционного отражения. Отметим, что такой эффект впервые предсказан Беляковым и Дмитриенко [19, 20] (см. также [2]) и экспериментально подтвержден в работах [21, 22]. При больших углах падения возникает трехпиковая дифракционная область с центральной областью полного отражения и боковыми областями селективного отражения. В зависимости от угла падения и параметров среды эти области либо граничат друг с другом, либо могут быть разделены.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости ряда величин, характеризующих данную систему при различных углах падения. В первой колонке (а) представлены спектры отражения (зависимости $\ln R$ от длины волны). Падающий на систему свет имеет сильновзаимодействующую (1) и слабовзаи-

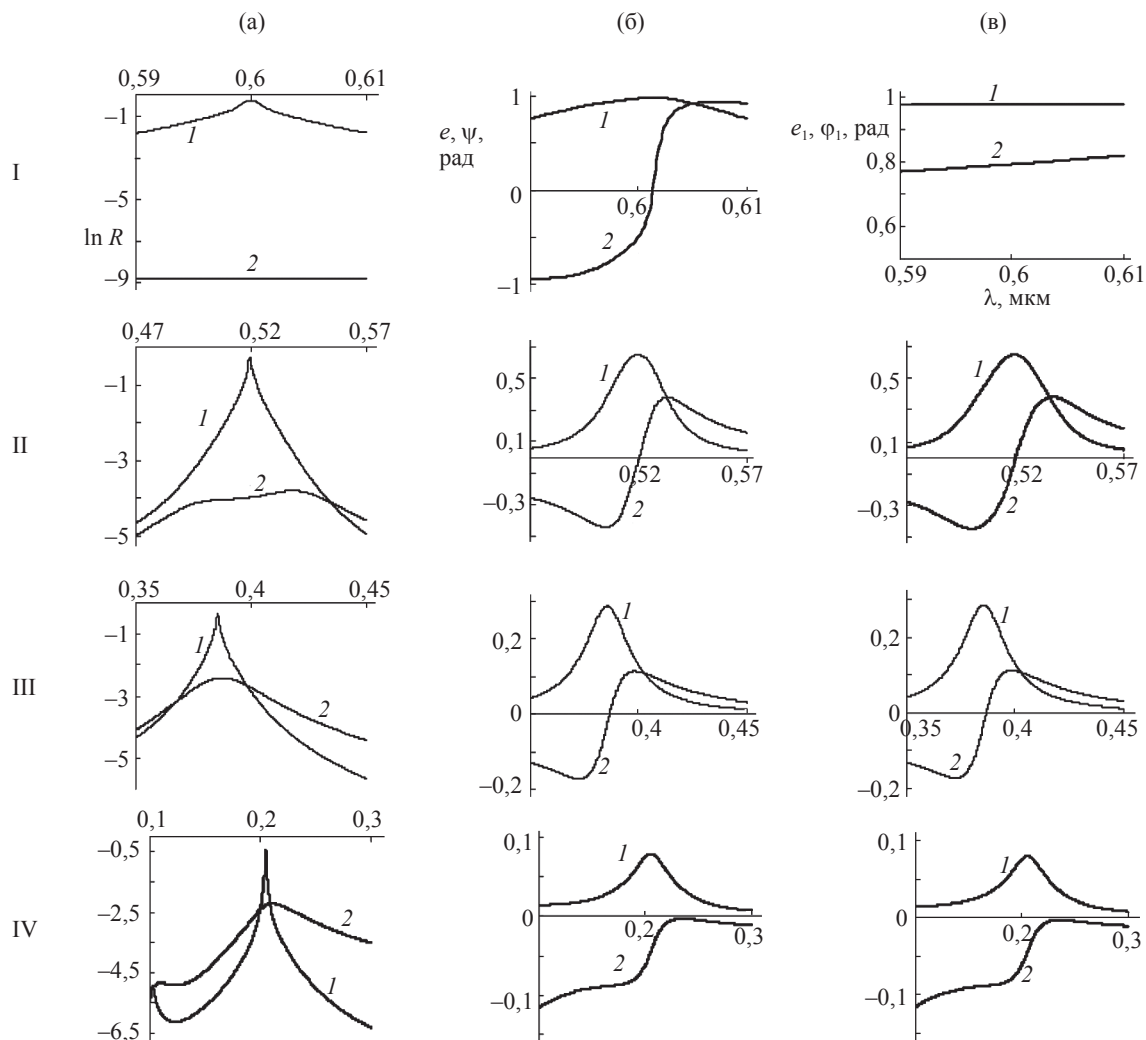


Рис. 1. Спектральные зависимости отражения $\ln R$ (а), эллиптичности e и вращения плоскости поляризации Ψ (б) прошедшего света и эллиптичности e_1 и азимута φ_1 (в) первой СП в случае минимального влияния диэлектрических границ ($\varepsilon = \varepsilon_0$) при различных углах падения света θ . Ряд I – $\theta = 0^\circ$, II – 30° , III – 50° , IV – 70° . Параметры слоя ХФК: $\varepsilon_0 = 2,25$, $\varepsilon_1'' = 0,2$, $\varepsilon_2'' = 0$, $\sigma = 0,4$ мкм, $d = 50\sigma$. Остальные пояснения см. в тексте.

модействующую (2) СП. Спираль ХФК правая. Во второй колонке (б) представлены спектры эллиптичности поляризации e (1) и вращения плоскости поляризации ψ (2) прошедшего света. В этом случае падающий на систему свет имеет линейную поляризацию. В третьей колонке (в) представлены спектры эллиптичности e_1 (1) и азимута φ_1 (2) первой СП. Эллиптичность e_2 и азимут φ_2 второго СП отличаются от e_1 и φ_1 практически только знаком: $e_2 \approx -e_1$, $\varphi_2 \approx -\varphi_1$.

Рассмотрен случай минимального влияния диэлектрических границ, т. е. случай, когда $\text{Re}\varepsilon_m = \varepsilon$

$$\text{Re}\varepsilon_m = \text{Re}\left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}\right) = \varepsilon_0, \varepsilon - \text{диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон слой ХФК}.$$

Как видно из рисунка, в отличие от сред

$$\text{с отличным от нуля } \text{Re}\varepsilon_a = \text{Re}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right), \text{ для которых}$$

существует конечная область дифракционного отражения (ОДО), в этом случае ОДО как таковая отсутствует, происходит дифракционное отражение, максимум которого находится на длине волны

$$\begin{aligned} \lambda_0 &\approx \sigma \bar{n} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\delta}{2} \sin^2\theta} \approx \\ &\approx \sigma \bar{n} \cos\theta \left(1 - \frac{\varepsilon_1''^2}{32\varepsilon_0^2}\right) \sin^2\theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_0}$, $\delta = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$, θ – угол падения (здесь и далее для простоты предполагалось, что $\varepsilon_2'' = 0$). У обычных ХФК вне ОДО отражение уменьшается осциллируя. Здесь из-за сильного поглощения и слабой дифракционной эффективности эти осцилляции отсутствуют. Как уже отмечено выше, при наклонном падении света обе СП становятся дифракционными, причем одна сильновзаимодействующая, другая слабовзаимодействующая, однако здесь область неселективного отражения и две боковые области селективного отражения не формируются. Длины волн максимального отражения для двух СП слегка отличаются друг от друга.

Эллиптичность поляризации имеет пик на длине волны λ_0 , и максимальная эллиптичность уменьшается с увеличением угла падения. В случае обычных ХФК эти спектры намного сложнее [23, 24]. Зависимость вращения плоскости поляризации ψ от длины волны качественно сходна с аналогичной зависимостью для обычных ХФК. Имеется та же асимметрия в зависимости ψ от длины волны: на длинах волн, одинаково удаленных от λ_0 , значения

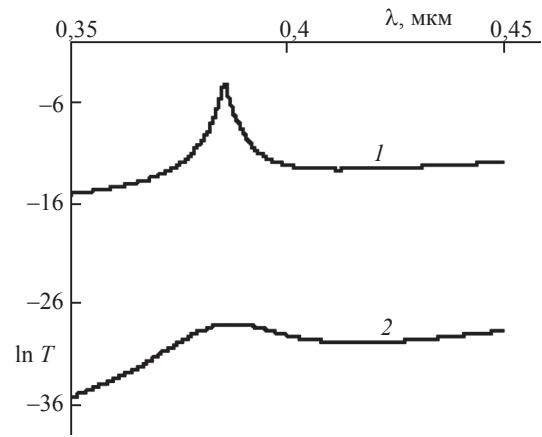


Рис. 2. Зависимости пропускания $\ln T$ от длины волны падающего света. Падающий на слой ХФК свет имеет сильновзаимодействующую (1) и слабовзаимодействующую (2) СП. Угол падения $\theta = 50^\circ$. Параметры слоя ХФК – см. подпись к рис. 1.

вращения по абсолютной величине не равны друг другу. В случае наклонного падения при увеличении угла падения эта асимметрия увеличивается и при больших углах падения вращение вообще не меняет знак вращения. С увеличением угла падения уменьшается также интервал изменения вращения.

При нормальном падении СП представляют собой две практически круговые (правую и левую) поляризации. С увеличением угла падения эллиптичности СП по модулю уменьшаются, имея пики на дифракционной длине волны. Здесь отметим одну интересную деталь: при наклонном падении кривые эллиптичности и азимута первого СП практически аналогичны кривым вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации прошедшего света. У обычных ХФК с локальным двулучепреломлением эти спектры значительно отличаются друг от друга [23, 24].

При наклонном падении света, как и при нормальном, наблюдается открытый в работе [15] уникальный эффект, а именно дифракционное увеличение пропускания (см. рис. 2). В таблице для сравнения представлены значения коэффициента пропускания T на длине волны дифракционного отражения $\lambda_0 = 0,6$ мкм и на длине волны вдали от λ_0 – $\lambda_1 = 0,55$ мкм, а также их отношение при различных значениях параметров ε_1'' и ε и нормальном падении света. Как следует из представленных результатов, при увеличении ε_1'' пропускание уменьшается (что естественно, так как увеличивается поглощение света в слое), однако существенно увеличивается и отношение $T_{\lambda=\lambda_0}/T_{\lambda=\lambda_1}$, т. е. получает-

Коэффициенты пропускания на $\lambda_0 = 0,6$ мкм и $\lambda_1 = 0,55$ мкм и их отношение при нормальном падении света и различных значениях ε_1'' и ε

$\varepsilon_1'', \varepsilon$	$T_{\lambda=\lambda_0}$	$T_{\lambda=\lambda_1}$	$\frac{T_{\lambda=\lambda_0}}{T_{\lambda=\lambda_1}}$
$\varepsilon_1'' = 0,05, \varepsilon = \varepsilon_0$	0,1326	0,0225	5,9
$\varepsilon_1'' = 0,1, \varepsilon = \varepsilon_0$	0,049	0,00054	90,7
$\varepsilon_1'' = 0,2, \varepsilon = \varepsilon_0$	0,0156	0,0000044	35455
$\varepsilon_1'' = 0,05, \varepsilon = 1$	0,12649	0,02073	6,1
$\varepsilon_1'' = 0,1, \varepsilon = 1$	0,046	0,0005	92
$\varepsilon_1'' = 0,2, \varepsilon = 1$	0,0144	0,0000041	35121

ся, что пропускание на длине волны дифракционного отражения намного больше, чем вдали от этой длины волны.

На рис. 3 представлены спектры отражения $\ln R$ при различных значениях ε_1'' . Падающий на систему свет имеет сильновзаимодействующую СП (1, 3, 5, 7) и обратную, слабовзаимодействующую СП (2, 4, 6, 8). Из представленных результатов следует, что при малых значениях ε_1'' вне ОДО коэффициент отражения осциллирует. Эти осцилляции являются проявлением дифракции света в ограниченном объеме. При больших значениях ε_1'' эти осцилляции, как уже было отмечено выше, не проявляются из-за сильного поглощения. При увеличении параметра ε_1'' увеличивается отражение на длине волны λ_0 для падающей волны с сильновзаимодействующей СП и одновременно происходит смещение дифракци-

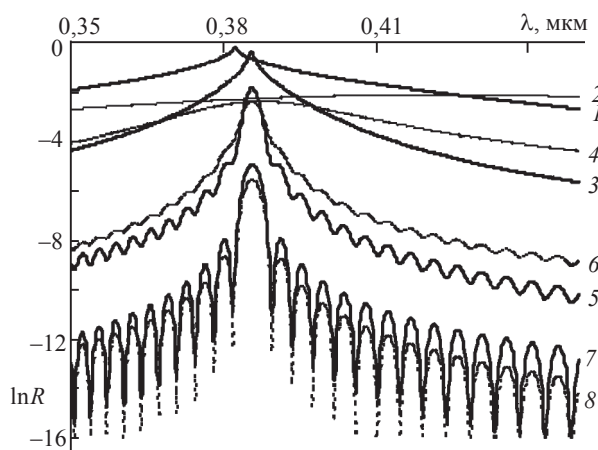


Рис. 3. Спектральные зависимости отражения $\ln R$ при различных значениях параметра ε_1'' . 1, 2 – $\varepsilon_1'' = 1$; 3, 4 – 0,2; 5, 6 – 0,02; 7, 8 – 0,002. 1, 3, 5, 7 – сильновзаимодействующая СП падающего света; 2, 4, 6, 8 – слабовзаимодействующая СП. Угол падения света $\theta = 50^\circ$. Параметры слоя ХФК – см. подпись к рис. 1.

онного максимума в сторону коротких волн (начиная сказываться влияние второго слагаемого в уравнении (3)). Для падающей волны со слабовзаимодействующей СП увеличение отражения при увеличении параметра ε_1'' намного меньше и одновременно происходят существенное увеличение ширины линии дифракционного отражения и смещение пика отражения в сторону длинных волн.

На рис. 4 представлены те же, что и на рис. 1, спектры при наличии диэлектрических границ (при $\varepsilon = 1$, т. е. в случае, когда слой ХФК находится в вакууме). Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми в случае отсутствия диэлектрических границ (рис. 1) показывает существование одной важной особенности: при увеличении угла падения ОДО мало смещается в сторону коротких волн (во всяком случае, не по условию Брэгга (3)). Эта особенность также имеет свое объяснение. В конечном слое ХФК имеются три основных фактора, влияющих на отражение: дифракция света на периодической структуре ХФК, дифракция света в ограниченном объеме слоя ХФК и френелевские отражения от поверхностей слоя. При $\varepsilon = \varepsilon_m$ роль френелевских отражений сведена к минимуму и основной вклад дают дифракция света на периодической структуре ХФК и дифракция света в ограниченном объеме слоя ХФК. При наклонном падении при малых углах падения влияние френелевских отражений на отражение (пропускание) от слоя ХФК сравнительно мало, однако это влияние критически увеличивается при больших углах падения. При отсутствии диэлектрических границ угол θ является одновременно и углом падения, и углом между осью спирали и падающим лучом (в случае планарного слоя ХФК). При наличии диэлектрических границ из-за преломления света на границе слоя угол падения и угол между лучом в среде и осью среды отличаются друг от друга. Теперь согласно закону Снелля угол θ должен быть заменен углом

$$\Theta = \arcsin\left(\frac{n_0}{n} \sin \theta\right) \quad (4)$$

(см. также [2] и [25]). Здесь n_0 – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХФК; θ – угол падения. Этим объясняется малое смещение ОДО в сторону коротких волн при увеличении угла падения в случае присутствия диэлектрических границ.

Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми в случае отсутствия диэлектрических границ (рис. 1) выявляет еще одну важную особенность. При больших углах падения пик в спектре отражения для падающего света со слабовзаимодействующей

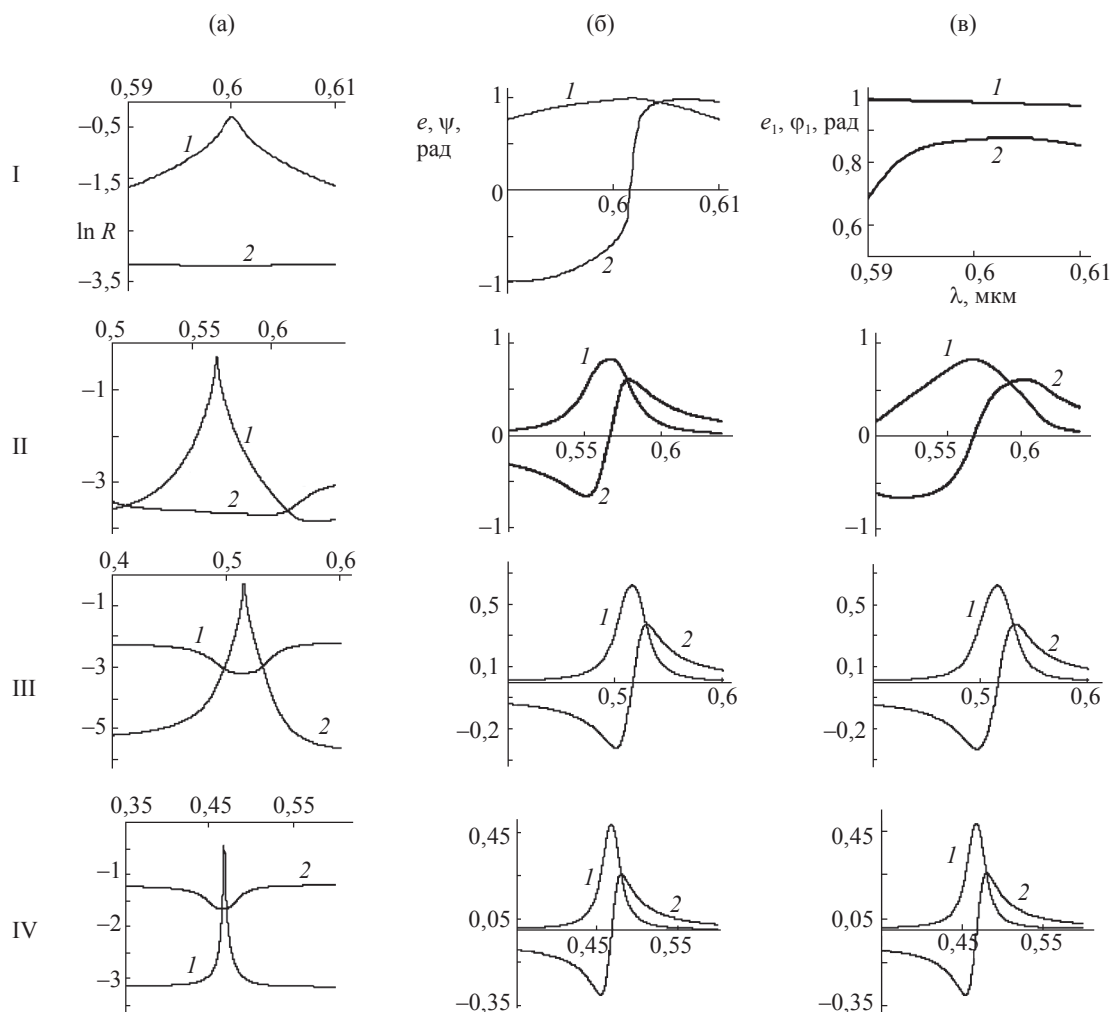


Рис. 4. Спектральные зависимости, аналогичные приведенным на рис. 1, для случая, когда слой ХФК находится в вакууме ($\varepsilon = 1$). Значения угла падения света θ в каждом ряду и параметры слоя ХФК – см. подпись к рис. 1.

щей СП на длине волны λ_0 заменяется провалом. Этот эффект также имеет свое объяснение. При увеличении угла падения увеличивается вклад френелевских отражений. С другой стороны, наличие электрических границ приводит к уменьшению дифракционной эффективности для света со слабо-взаимодействующей СП. В результате при больших углах падения на длине волны λ_0 наблюдаются минимум отражения и максимум поглощения.

На рис. 5 представлены зависимости длины волны дифракционного отражения λ_0 (1, 2) и эллиптичности e_1 первой СП на длине волны λ_0 (3, 4) от угла падения θ при минимальном влиянии диэлектрических границ (1, 3) и при $\varepsilon = 1$ (2, 4).

В заключение этого раздела отметим, что так как в рассматриваемой среде пропускание практически отсутствует $T \approx 0$, то особенности поглощения света в среде в основном определяются особенностями отражения: $Q = 1 - (R + T) \approx 1 - R$.

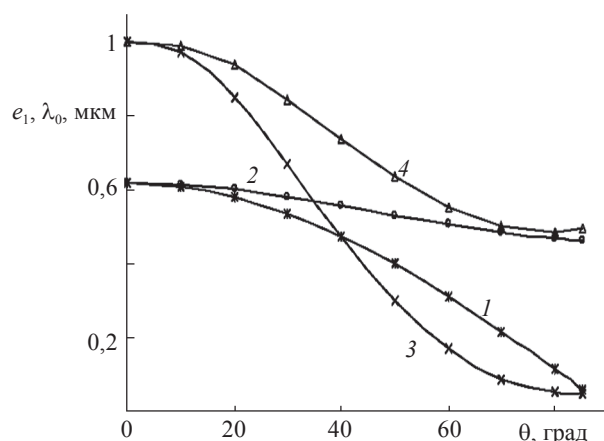


Рис. 5. Зависимости длины волны дифракционного отражения λ_0 (1, 2) и эллиптичности e_1 на длине волны λ_0 (3, 4) от угла падения при $\varepsilon = \varepsilon_0$ (1, 3) и при $\varepsilon = 1$ (2, 4). Параметры слоя ХФК – см. подпись к рис. 1. Остальные пояснения см. в тексте.

Заключение

В данной работе мы продолжили исследование оптических свойств дихроичных хиральных периодических сред, начатые в 1997 г. [15]. Рассмотрение этого предельного случая ХФК может способствовать более глубокому пониманию оптики ХФК, представляющей большой интерес в последнее время. Мы показали, что эти среды обладают рядом интересных свойств, в частности, в этих средах наблюдается уникальный эффект, а именно дифракционное увеличение пропускания в брэгговском режиме дифракции при наличии поглощения. Мы показали, что при больших углах падения в случае присутствия диэлектрических границ пик в спектре отражения для падающего света со слабовзаимодействующей СП на длине волны дифракционного отражения заменяется провалом.

Выражаем искреннюю признательность рецензенту за ценные замечания и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *De Gennes P.G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon, 1993.
2. *Беляков В.А., Сонин А.С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
3. *Hodgkinson L.J., Wu Q.H., Torn K.E., Lakhtakia A., McCall M.W.* Spacerless circular-polarization spectral-hole filters using chiral sculptured thin films: theory and experiment // *Opt. Commun.* 2000. V. 184. P. 57–66.
4. *Robbie K., Broer D.J., Brett M.J.* Chiral nematic order in liquid crystals imposed by an engineered inorganic nanostructure // *Nature (London)*. 1999. V. 399. P. 764–766.
5. *Subacius D., Shiyonovskii S.V., Bos Ph., Lavrentovich O.D.* Cholesteric gratings with field-controlled period // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71. № 23. P. 3323–3325.
6. *Suresh K.A., Yuvaraj S., Kumar P.B.S., Ranganath G.S.* Optical diffraction in chiral-C liquid crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 2863–2866.
7. *Lakhtakia A., McCall M.* Sculptured thin film as ultranarrow-bandpass circular-polarization filters // *Opt. Commun.* 1999. V. 168. P. 457–465.
8. *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* Отражение и пропускание света в системах ХЖК–стекло–ХЖК и ХЖК(1)–ХЖК(2) // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 88. В. 4. С. 586–594.
9. *Huck N.P.M., Staube I., Thirouard A., De Broer D.K.G.* Light polarization by cholesteric layers // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. V. 42. Part 1. № 8. P. 5189–5194.
10. *Broer D.J., Mol G.N., Haaren J.A.M.M., Lub J.* Photo-induced diffusion in polymerizing chiral-nematic media // *Adv. Mater.* 1999. V. 11. № 7. P. 573–578.
11. *Blom S.M.P., Huck H.P.M., Cornelissen H.J., Greiner H.* Towards a polarized light-emitting backlight: microstructured anisotropic layers // *J. Soc. Inf. Display.* 2002. V. 10. № 3. P. 209–213.
12. *Беляков В.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С., Шинюв Н.В.* Об аномально сильном поглощении излучения в периодических средах вблизи границ запрещенных для распространения зон // *Кристаллография.* 1988. Т. 33. С. 574–578.
13. *Gevorgyan A.H.* Mechanisms of Anomalous absorption of radiation in media with periodical structure // *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* 2002. V. 378. P. 129–146.
14. *Сонин А.С.* Введение в физику жидких кристаллов. М.: Наука, 1983, 320 с.
15. *Варданян Г.А., Геворгян А.А.* Оптика сред со спиральной дихроичной структурой // *Кристаллография.* 1997. Т. 42. С. 723–729.
16. *Gevorgyan A.H., Kocharian A., Vardanyan G.A.* Accumulation and Transmission of the Light Energy in Nonreciprocal Multilayer Systems // *Opt. Commun.* 2006. V. 259. P. 455–464.
17. *Wohler H., Fritsch M., Haas G., Mlynski D.A.* Characteristic matrix method for stratified anisotropic media: optical properties of special configurations // *JOSA. A.* 1991. V. 8. № 3. P. 536–540.
18. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 584 с.
19. *Беляков В.А., Дмитриенко В.Д.* К теории оптических свойств холестерических жидких кристаллов // *ФТТ.* 1973. Т. 15. В. 9. С. 2724–2731.
20. *Дмитриенко В.Д., Беляков В.А.* Высшие порядки селективного отражения света от холестерического жидкого кристалла // *ФТТ.* 1973. Т. 15. В. 12. С. 3540–3543.
21. *Takazoe H., Ouchi Y., Hara M., Fukuda A., Kuze E.* Experimental studies of reflection spectra in monodomain cholesteric liquid crystal cell: total reflection, subsidiary oscillation and its beats or swell structure // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1983. V. 22. P. 1080–1091.
22. *Takazoe V, Ouchi Y., Sugita A., Hara M., Hara A., Fukuda A., Kuze E.* Experimental observation of the total reflection by monodomain cholesteric liquid crystal // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1982. V. 21. P. L390–L392.
23. *Варданян Г.А., Геворгян А.А., Кочарян А.Н.* Гиротропия холестерических жидких кристаллов. Наклонное падение // *Изв. НАН Армении, Физика.* 2005. V. 40. С. 355–364.
24. *Арутюнян М.З., Варданян Г.А., Геворгян А.А.* Собственные поляризации и собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды слоя среды со спиральной периодической структурой // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. № 4. С. 16–23.
25. *Huang Y., Zhou Y., Hong Q. et al.* // Incident angle and polarization effects on the dye-doped cholesteric liquid crystal laser // *Opt. Commun.* 2006. V. 261. P. 91–96.