

05:07

Дифракционное увеличение и подавление вращения плоскости поляризации в хиральных фотонных кристаллах

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,
375025 Ереван, Армения
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 20 июня 2006 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных и поляризационных характеристик от длины волны при различных значениях параметров задачи. Обсуждены возможности применения таких систем.

PACS: 42.25.Fx

Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2] — особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств в пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Такие структуры широко используются в современной интегральной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн, в антенной технике, в оптической связи. Важнейшим свойством ФК является зонная структура их спектра. Из-за более богатых оптических свойств особый интерес представляют самоорганизующиеся структурно-хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектические жидкие кристаллы и т.д.). Для этих кристаллов фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Структурно-хиральные ФК создаются также искусственно [3,4]. Однако периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществить, т.е. 1D хиральный ФК можно создать также другими способами. В частности, гиротропный слой, находящийся во внешнем ультразвуковом поле, становится 1D хиральным ФК. Далее такие среды будем называть хиральными периодическими средами (ХПС). Так как параметрами ультразвука можно управлять, то таким образом можно получить хиральный ФК с управляемыми параметрами. В настоящее время для изготовления акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т.д.) широкое применение находят именно кристаллы, обладающие как хорошими фотоупругими свойствами, так и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлуриит (TeO_2), теллур (Te), кварц ($\alpha\text{-SiO}_2$) и др.

В последние годы интерес к исследованиям по распространению электромагнитной волны в ХПС возрос. В работах [5–7] были исследованы особенности

распространения электромагнитной волны через ХПС при нормальном падении. В работе [8] рассмотрено отражение света от границы периодически возмущенной нехиральной и хиральной сред, в [9–18] развита теория хиральных сред с периодической структурой. В работе [19] рассматривался 1D хиральный квазикристалл. Однако в этих и других работах, посвященных ХПС, обычно ограничиваются рассмотрением амплитудных характеристик системы, тогда как поляризационные особенности остаются практически незатронутыми. По-видимому, исключение составляют работы [18,19], где рассмотрены также поляризационные характеристики периодических бигиротропных сред. С другой стороны, вследствие дифракционной природы взаимодействия света с ХПС вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации в них обладают уникальными свойствами.

Как известно, собственные поляризации (СП) — это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения — это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующей СП [20]. СП и собственные значения дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой, 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, СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. Хотя, в общем случае, существуют 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.

В настоящей работе решена граничная задача для конечного слоя гиротропного кристалла, находящегося

в ультразвуковом поле, изучены его дифракционные свойства, а также отмечена возможность применения этих систем. Исследованы амплитудные и поляризационные характеристики, СП и собственные значения рассматриваемого слоя.

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 и $\bar{\gamma}$ в функции от координаты z (ε , μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости, а $\bar{\gamma}$ — параметр естественной гиротропии этого слоя). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \bar{\gamma} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon \\ \Delta\mu \\ \Delta\bar{\gamma} \end{pmatrix} \sin(Kz) \right], \quad (1)$$

где глубины модуляции $\Delta\varepsilon$, $\Delta\mu$ и $\Delta\bar{\gamma}$ предполагаются малыми по отношению к единице величинами, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, Λ — длина ультразвуковой волны. Это периодическое возмущение изменяется как в пространстве, так и во времени. В частности, если ультразвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью ультразвука. Так как скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в уравнениях Максвелла пренебречь зависимостью параметров среды от времени, т. е. при вычислении $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ и $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ не дифференцировать параметры среды по времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие оптической активности ($\bar{\gamma} = 0$) так можно поступать при $\Omega/\omega \ll 1$ [21], но при $\bar{\gamma} \neq 0$ следует требовать также

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\varepsilon \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\mu \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\bar{\gamma} \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad (2)$$

чтобы в уравнениях Максвелла было правомерно сохранять $\bar{\gamma}$, пренебрегая при этом производными по времени параметров среды. А эти условия легко выполнимы. 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 на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) плоскости падения

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s — орты p - и s -поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где \hat{R} и \hat{T} — 2×2 матрицы Джонса для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для слоя среды с толщиной, равной длине ультразвуковой волны. Для этого слоя с толщиной $d = \Lambda$ 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 [22], задача определения \hat{R} и \hat{T} слоя с толщиной $d = \Lambda$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (5)$$

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 с j и $j-1$ слоями соответственно; \hat{r}_j, \hat{t}_j — матрицы Джонса для j -го слоя; $\hat{0}$ — нулевая матрица; \hat{I} — единичная матрица; тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит в одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света „справа“ и „слева“ связаны между собой соотношениями

$$\tilde{\hat{T}} = \tilde{\hat{F}}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (6)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса однородного гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи известно [23]. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (8)$$

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (5), однако в этом случае уже \hat{r}_j, \hat{t}_j — матрицы Джонса для слоя с толщиной $d = \Lambda$. При помощи (4)–(6) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctg[2 \operatorname{Re}(\chi)/(1 - |\chi|^2)]/2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2 \operatorname{Im}(\chi)/(1 + |\chi|^2)]/2$ ($\chi = E_t^p/E_t^s$), круговой и линейной дихроизмы и т. д.

Перейдем теперь к СП и собственным значениям амплитуд. Обозначив через χ_i отношение комплексных компонент поля на входе системы ($\chi_i = E_i^s/E_i^p$), а через χ_t — то же отношение на выходе системы ($\chi_t = E_t^s/E_t^p$), из (4) получаем связь между ними, имеющую вид

$$\chi_t = (T_{ss}\chi_i + T_{sp}) / (T_{ps}\chi_i + T_{ss}). \quad (9)$$

Функция $\chi_t = f(\chi_i)$ называется поляризационной передаточной функцией [20] и несет информацию о преобразовании эллипса поляризации при прохождении света через систему. Каждая оптическая система имеет две СП, получаемые постановкой $\chi_i = \chi_t$. Отсюда, с учетом (9), для СП χ_1 и χ_2 получаем

$$\chi_{1,2} = \frac{T_{ss} - T_{pp} \pm \sqrt{(T_{ss} - T_{pp})^2 + 4T_{ps}T_{sp}}}{2T_{ps}}. \quad (10)$$

Функция

$$F(\chi_i) = \sqrt{\frac{(|T_{ps}\chi_i + T_{pp}|^2 + |T_{ss}\chi_i + T_{sp}|^2)}{(1 + |\chi_i|^2)}} \frac{(T_{ps}\chi_i + T_{pp})}{|T_{ps}\chi_i + T_{pp}|}, \quad (11)$$

называемая передаточной функцией для комплексной амплитуды, несет информацию о преобразовании комплексной амплитуды волны при ее прохождении через оптическую систему [20]. Связанные с СП собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды $V_1 = F(\chi_1)$ и $V_2 = F(\chi_2)$ определяют амплитудные коэффициенты пропускания при падении на систему света с поляризациями $\chi_i = \chi_1$ и $\chi_i = \chi_2$ соответственно.

Аналогичным образом функция

$$G(\chi_i) = \sqrt{\frac{(|R_{ps}\chi_i + R_{pp}|^2 + |R_{ss}\chi_i + R_{sp}|^2)}{(1 + |\chi_i|^2)}} \frac{(R_{ps}\chi_i + R_{pp})}{|R_{ps}\chi_i + R_{pp}|} \quad (12)$$

называется передаточной функцией для комплексной амплитуды отраженной волны. Связанные с СП собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды отраженной волны $W_1 = G(\chi_1)$ и $W_2 = G(\chi_2)$ определяют амплитудные коэффициенты отражения при падении на систему света с поляризациями $\chi_i = \chi_1$ и $\chi_i = \chi_2$ соответственно.

Результаты. Обсуждение

На рис. 1 представлены спектры отражения, вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при различных значениях параметра гиротропии. Первая колонка представляет собой зависимость коэффициента отражения от длины волны при падении на слой среды света с правой (кривые 1) и левой (кривые 2) круговыми поляризациями. Вторая колонка представляет собой зависимость коэффициента отражения от длины волны при падении на слой среды света с первым и вторым СП (1

и 2 соответственно). А третья и четвертая колонки представляют собой зависимости соответственно вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации (кривые 1) от длины волны. В последних двух колонках кривые 2 представляют аналогичные зависимости для однородного гиротропного слоя с идентичными параметрами и с одной и той же толщиной. Расчеты выполнены для случая $\bar{\gamma} = \text{const}$.

На рис. 2 представлены аналогичные зависимости при различных углах падения света. Как известно (см., например, [17,19]), при нормальном падении света СП (как и поляризации собственных мод) являются правая (ПКП) и левая (ЛКП) круговые поляризации. ПКП и ЛКП являются собственными также для холестерических жидких кристаллов (ХЖК), однако, если для ХЖК ФЗЗ существует только для света с одной круговой поляризацией, совпадающей со знаком хиральности среды, то для ХПС дифрагирующими являются обе круговые поляризации. Это свойство ХЖК при определенных практических применениях является их важным преимуществом. Однако то же свойство при других обстоятельствах является существенным недостатком ХЖК. Поэтому указанные особенности ХПС могут находить определенное применение. Как показывают наши численные расчеты и как показано в работах [17,19], спектры отражения (пропускания) не изменяются при увеличении (уменьшении) параметра гиротропии $\bar{\gamma}$, т.е. при нормальном падении ХПС и ахиральная периодическая среда с идентичными параметрами имеют идентичные спектры отражения и пропускания (см. ниже). Отраженная волна не меняет и свою поляризацию. Единственным изменением, вносимым хиральностью, является вращение плоскости поляризации прошедшей волны. Существует еще одна существенная особенность, отличающая ХПС от ХЖК. Известно, что вращение плоскости поляризации в среде происходит из-за различия фазовых скоростей волн с правой и левой круговыми поляризациями. Однако из-за дифракционной природы взаимодействия света с ХЖК вращение плоскости поляризации в области селективного (дифракционного) отражения оказывается намного больше „собственного вращения“, обусловленного просто оптической активностью молекул ХЖК, и имеет ряд качественных особенностей [24]. Одна из них связана с тем, что волна дифрагирующей круговой поляризации сильно затухает в ХЖК за счет дифракционного отражения. Поэтому прошедший через кристалл свет меняет свою поляризацию и имеет не линейную, а эллиптическую поляризацию. Другая особенность проявляется в том, что поворот плоскости поляризации в ХЖК сильно зависит от частоты, и направления вращения различны по разные стороны от брэгговской длины волны $\lambda_B = \sigma \sqrt{\varepsilon_m}$ (при нормальном падении).

Для самой λ_B поворот плоскости поляризации обращается в нуль. Такая зависимость вращения от длины волны обусловлена тем, что из двух собственных волн, имеющих круговую поляризацию и дифрагирующих на

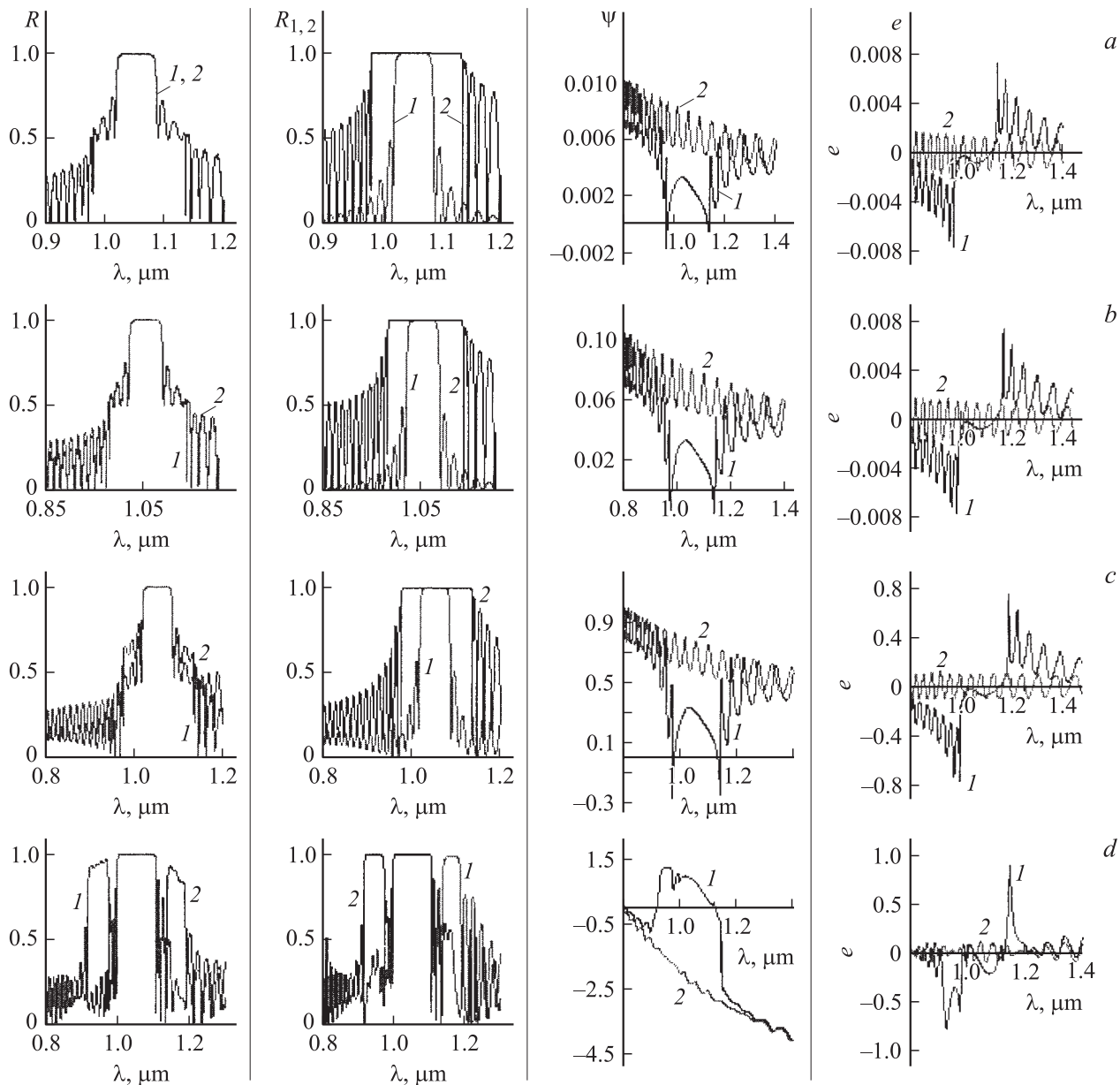


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R (первая колонка), $R_{1,2}$ (вторая колонка), вращения плоскости поляризации ψ (третья колонка) и эллиптичности поляризации e (четвертая колонка) от длины волны λ при различных значениях параметра гиротропии γ . $a - \gamma = 0.0001$, $b - 0.001$, $c - 0.01$, $d - 0.1$. Параметры задачи: $\varepsilon = 2.5$, $\mu = 1$, $\Delta\varepsilon = 0.5$, $\Delta\mu = 0.0005$, $\Lambda = 0.4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 50$, угол падения $\alpha = 60^\circ$, коэффициент преломления сред, ограничивающих с обеих сторон рассматриваемый слой, $n_0 = 1$.

структуре ХЖК, одна обладает меньшей фазовой скоростью („медленная“ дифрагирующая волна), чем круговая волна, не дифрагирующая на ХЖК (амплитуда другой недифрагирующей волны практически равна нулю), а другая — большей („быстрая“ дифрагирующая волна). В зависимости от знака расстройки длины падающей волны относительно λ_B в кристалле в основном возбуждается либо „медленная“, либо „быстрая“ дифрагирующая волна, что и приводит к наблюдаемой зависимости величины и знака вращения от длины волны [24].

В ХПС неоднородность слоя при нормальном падении не влияет на вращательную способность системы,

спектры вращения и эллиптичности ХПС и однородного слоя с идентичными параметрами и одинаковой толщиной точно совпадают (рис. 2, a).

Все отмеченные особенности могут быть объяснены на основе свойств симметрии естественно-гиротропных сред, в которых оптическое вращение в прошедшей волне происходит вокруг направления распространения света, в отличие, например, от фарадеевского вращения, происходящего вокруг направления внешнего магнитного поля. Это приводит к тому, что часть падающего света, отраженная от выходной поверхности слоя, дойдет до входной поверхности при своей падающей

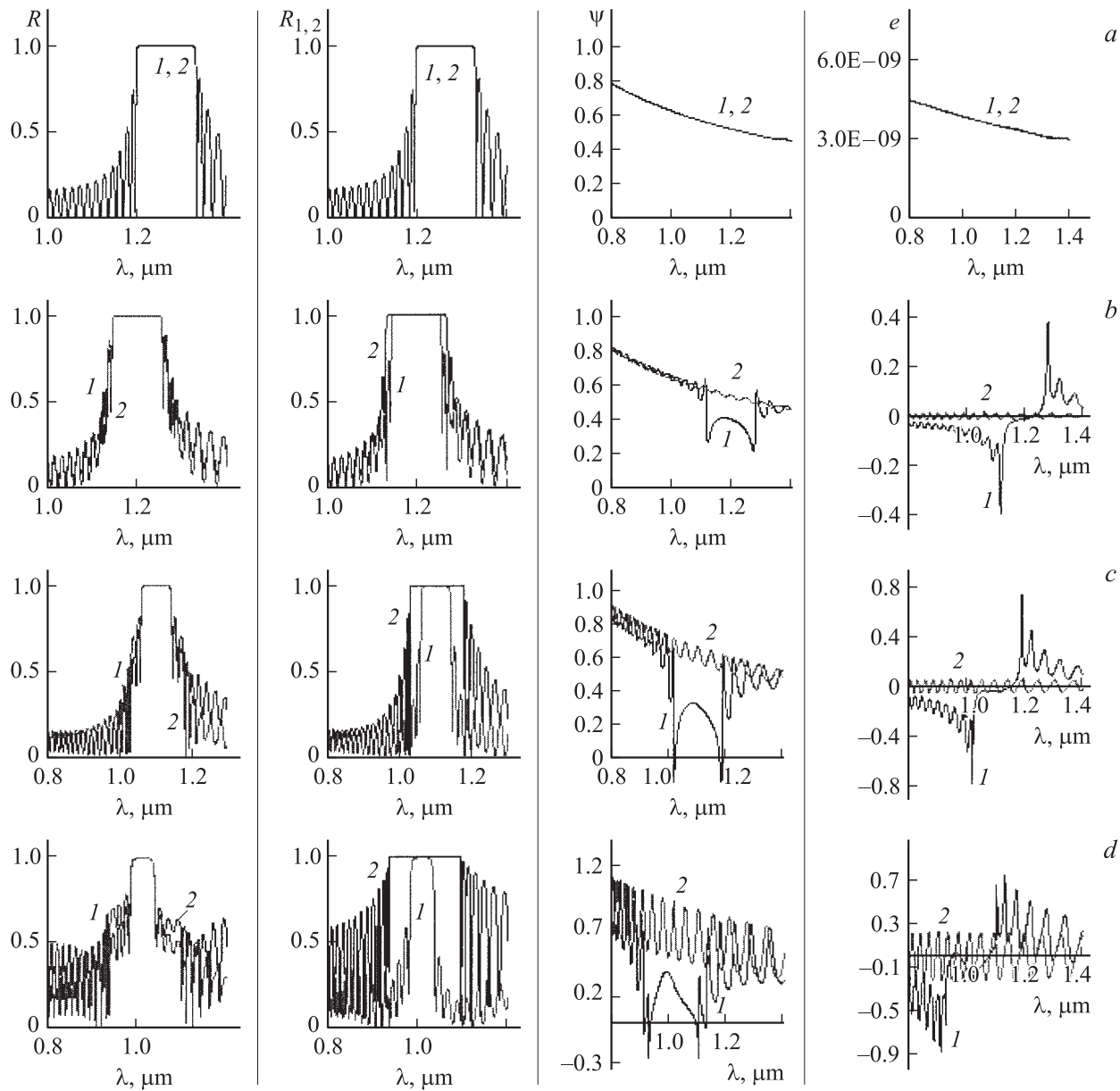


Рис. 2. Те же, что на рис. 1 зависимости при различных углах падения света. *a* — $\alpha = 0^\circ$, *b* — 30° , *c* — 50° , *d* — 70° . $\gamma = 0.01$. Остальные параметры те же, что на рис. 1.

поляризации, причем это происходит безотносительно от числа многократных отражений. Этим объясняется отсутствие изменения поляризации в отраженной волне. Подобным образом, на выходной поверхности (или любой поверхности внутри слоя) все интерферирующие (и идущие вперед) лучи многократного отражения имеют одинаковую поляризацию, повернутую относительно падающей на угол $\psi = \frac{2d}{\lambda} \gamma x$ (т.е. зависимость вращения от толщины слоя имеет линейный характер). Именно этим и объясняется отсутствие влияния гиротропии на интерференцию многократно отраженных лучей (они все остаются неизменными несмотря на вращение поляризации, поскольку все они повернуты на одинаковый угол). Таким образом, в этом отношении ХПС отличают-

ся также от магнетохиральных периодических сред, в которых вращение и эллиптичность имеют дифракционный характер также при нормальном падении (рис. 3, *a, b*).

При наклонном падении картина становится существенно сложной и богатой. Прежде всего, это выражается в том, что вращение приобретает дифракционный характер, который выражается в том, что в ФЗЗ происходит существенное подавление вращения и эллиптичности, а на границах ФЗЗ — сильные осцилляционные изменения вращения и эллиптичности. Здесь на одних длинах волн происходит увеличение вращения (по сравнению с однородной гиротропной средой с идентичными параметрами), а на других длинах волн — уменьшение вращения. При больших углах падения на

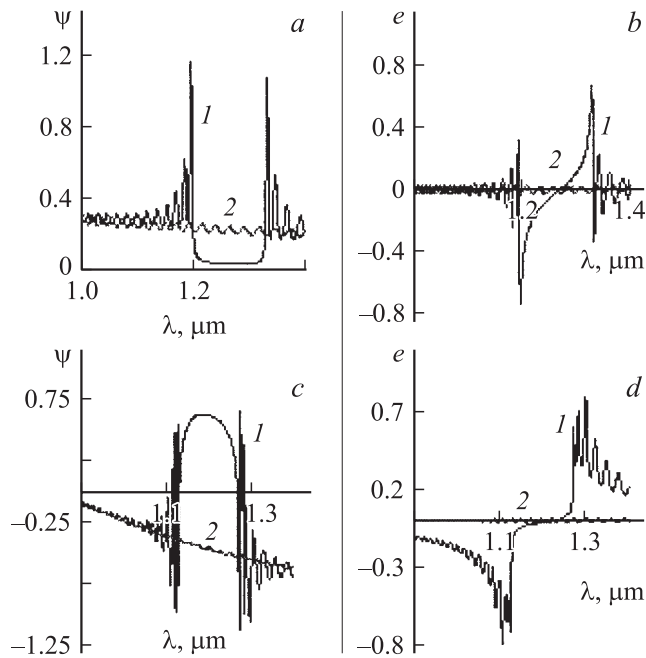


Рис. 3. Зависимость вращения плоскости поляризации ψ (a, c) и эллиптичности поляризации e (b, d) от длины волны λ для магнитохиральной периодической среды (a, b) с параметром магнитооптической активности $g = 0.01$ при нормальном падении и для ХПС при $\gamma = 0.01$ и $\alpha = 30^\circ$. Остальные параметры те же, что на рис. 1.

границах ФЗЗ вращение равняется нулю. Таким образом появляется возможность дифракционного управления вращением плоскости поляризации. Это особенно важно в поляриметрии при измерении слабых поворотов плоскости поляризации [25].

Эллиптичность поляризации в ФЗЗ мало отличается от нуля. Вблизи границ ФЗЗ эллиптичность претерпевает резкие изменения: причем вблизи коротковолновой границы имеет резкий отрицательный пик, а вблизи длинноволновой границы — резкий положительный. Однако при больших углах падения и параметрах гиротропии эллиптичность претерпевает резкие изменения и в ФЗ. В сравнительно малой области длины волны в ФЗЗ положительный пик заменяется отрицательным. При определенных углах падения происходит изменение эллиптичности от $+1$ до -1 в сравнительно малой области длин волн. Это свойство слоя ХПС дает возможность, например, получить на практике два близких друг к другу ($\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = 10 \text{ \AA}$) пучка круговой поляризации с взаимно противоположными направлениями обхода.

Во-вторых, в случае наклонного падения ФЗЗ расщепляется на три области. Как известно [17], условия Брэгга для этих областей имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{k_{z1} + k_{z2}}{2} \\ k_{z1} \\ k_{z2} \end{array} \right\} = m \frac{K}{2},$$

где k_{1z} и k_{2z} — решения дисперсионного уравнения для однородного слоя: $k_{z1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu} n_{z1,2}$, $n_{z1,2} = \sqrt{(1 \pm iF)^2 - \frac{n_0 \sin^2 \alpha}{\epsilon \mu}}$, $F = \frac{i\gamma}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, $\gamma = \frac{\omega}{c} \bar{\gamma}$, n_0 — коэффициент преломления среды, ограничивающий с обеих сторон рассматриваемый однородный гиротропный слой.

Если отражение в боковых областях носит селективный по отношению к поляризации падающей волны характер (т.е. R изменяется при изменении поляризации падающей волны), то в центральной области отражение не зависит от поляризации падающей волны (рис. 1 и 2, первая колонка). В коротковолновой ФЗЗ полное дифракционное отражение претерпевает свет с правой круговой поляризацией, а в длинноволновой — с левой. В первом порядке отражения эти области граничат друг с другом, они очень напоминают отражение света от слоя ХЖК при наклонном падении. Во втором порядке отражения эти области имеют значительно меньшую ширину, они разделены. Эти свойства могут быть использованы для создания узкополосных поляризационных зеркал. Увеличение параметра гиротропии приводит к увеличению дифракционной эффективности и увеличению ширины дифракционных областей, а также к появлению окон прозрачностей между этими областями. Как показывают вычисления, при огромной гиротропии ($\gamma \sim 0.1$) наблюдается отражение только в первом порядке, причем если центральный пик практически не смещается, то коротковолновый смещается в сторону коротких волн, а длинноволновый пик — в сторону длинных волн. Изменяется также их ширина. Увеличение глубины модуляции также приводит к повышению дифракционной эффективности и увеличению ширины дифракционных областей.

Ширина областей ФЗЗ, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами задачи, ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовые дискриминаторы, мультиплексоры для циркулярно или эллиптически поляризованных волн, они могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

Численное исследование особенностей СП и собственных значений для слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, показывает, что при отсутствии диэлектрических границ (при $\epsilon_m = n_0^2$, ϵ_m — средняя диэлектрическая проницаемость рассматриваемой среды) в случае нормального падения СП ортогональны $\chi_1 \chi_2^* = -1$ и представляют собой ортогональные круговые поляризации.

При наклонном падении СП для слоя ХПС перестают быть ортогональными, как это имеет место также при наличии поглощения или при наличии диэлектрических границ (т.е. при $\epsilon_m \neq n_0^2$). Как показывают вычисления, при наклонном падении СП представляют собой эллиптические поляризации. В области ФЗЗ эллиптичность СП по модулю значительно уменьшается, претерпевая значительные изменения в пределах области дифракци-

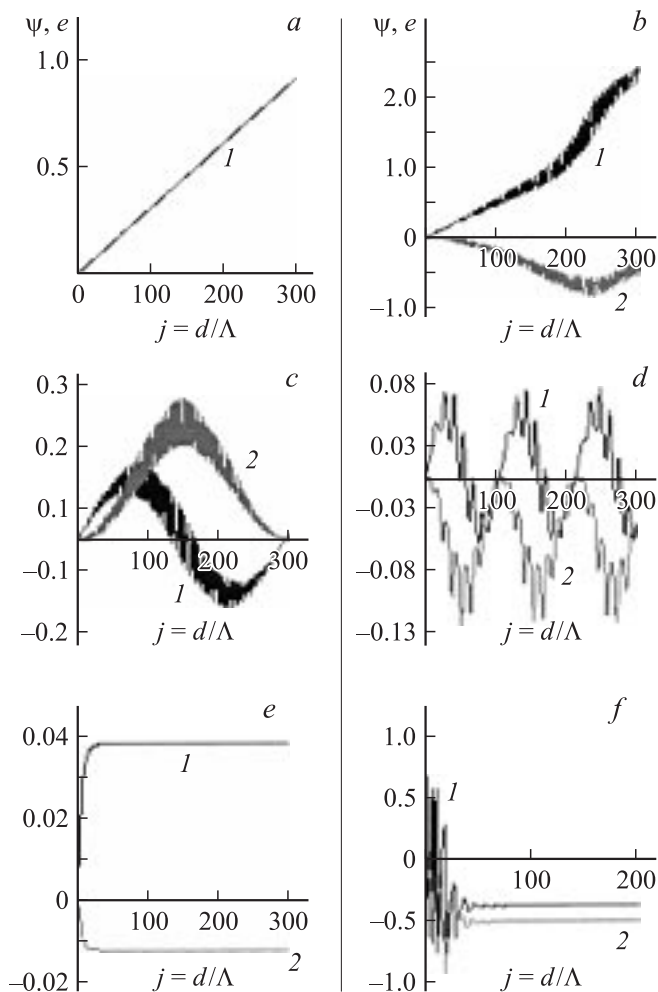


Рис. 4. Зависимость вращения плоскости поляризации ψ (1) и эллиптичности поляризации d (2) от числа периодов $j = d/\Lambda$; $\gamma = 0.001$ (a, b, c, d, e), $\gamma = 0.1$ (f), $\alpha = 0^\circ$ (a), $\alpha = 50^\circ$ (b, c, d), $\lambda = 0.5$ (b), $\lambda = 0.8$ (a), $\lambda = 0.95$ (f), $\lambda = 1$ (d, e), $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ (c). Остальные параметры те же, что на рис. 1.

онного отражения. Заметим, что аналогичные закономерности наблюдаются и у ХЖК. При больших углах падения в длинноволновой части спектра наблюдается также изменение знака эллиптичности СП. Такое свойство отсутствует у ХЖК. Вне ФЗЗ имеются области, где дифракционное отражение отсутствует, однако имеются резонансные изменения эллиптичности и азимута СП. С увеличением угла падения увеличивается число таких областей.

На рис. 1 и 2 во второй колонке представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ при падении на слой ХПС света с поляризациями $\chi_i = \chi_{1,2}$, т.е. зависимость $R_{1,2} = |G(\chi_{1,2})/E_i|^2$ (кривые 1 и 2 соответственно) от длины волны. Сравнение этих графиков с аналогичными при падении на среду света с правой и левой круговыми поляризациями показывает, что если для СП кривые дифракционного отражения имеют

хорошо известный вид „столбиков“, то для остальных поляризаций соответствующие кривые асимметричны, что является проявлением частотной зависимости СП в пределах ФЗЗ.

В-третьих, зависимость вращения от толщины уже носит нелинейный характер (см. рис. 4, где представлены зависимости вращения и эллиптичности от толщины слоя при различных длинах волн и различных углах падения света). Как видно из рис. 4, на определенных длинах волн падающего света наблюдается уникальный эффект, а именно эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя. Уникальность заключается в том, что изменение знака вращения не обусловлено чередованием сред с различными знаками хиральности, а обусловлено особенностями дифракции света в ХПС при наклонном падении. На определенных длинах волн имеет место также изменение знака эллиптичности при изменении толщины слоя.

Как показывает детальный анализ, выявленный эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя (при отсутствии поглощения) является проявлением хорошо известного (в том числе, в теории дифракции рентгеновских лучей) эффекта пенделезунга, заключающегося, в частности, в том, что интенсивность возбуждения „медленной“ или „быстрой“ дифрагирующих мод зависит от толщины слоя. И с изменением толщины слоя происходит переброска энергии от одной моды к другой и наоборот.

На длинах волн, находящихся внутри ФЗЗ с полным (неселективным) отражением, наблюдается „насыщение“ вращения (рис. 4). На длинах волн, находящихся внутри ФЗЗ с селективным отражением, переход на насыщение происходит через затухающие осцилляции. Эти особенности обусловлены тем, что увеличение числа периодов сверх 20–50 уже мало влияет на результирующее вращение, так как при этом происходит практически полное отражение света с одной, другой или с обеими дифрагирующими поляризациями в зависимости от того, находится длина волны в области полного или селективного дифракционного отражения. Отметим, что аналогичные закономерности наблюдаются и у ХЖК [26,27]. Они были наблюдаемы также экспериментально [28].

Список литературы

- [1] Joannopoulos J., Meade R., Winn J. Photonic Crystals. Princeton: Princeton Univ., 1995.
- [2] Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer, 2001.
- [3] Hodgkinson L.J., Wu Q.H., Torn K.E. et al. // Opt. Commun. 2000. Vol. 184. P. 57.
- [4] Pursel S., Horn M.W., Demirel M.C., Lakhtakia A. // Polymer. 2005. Vol. 46. P. 9544.
- [5] Jaggard D.L., Engheta N. et al. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1989. Vol. 37. P. 1447.
- [6] Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. // Int. J. Eng. Sci. 1989. Vol. 27. P. 1267.
- [7] Flood K.M., Jaggard D.L. // IEEE J. Quant. Electron. 1994. Vol. 30. P. 339.

- [8] *Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K.* // JOSA. A. 1989. V. 6. P. 1675; erratum, 1990. Vol. 7. P. 951.
- [9] *Иванов О.В., Семенов Д.И.* // Кристаллография. 2000. Т. 45. С. 534.
- [10] *Jaggard D.L., Sun X.* // JOSA. A. 1992. Vol. 9. P. 804.
- [11] *Borzdoz A.N.* // Electromagnetics. 1999. Vol. 19. P. 501.
- [12] *Slepyan G.Ya., Gurevich A.V., Maksimenko S.A.* // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 2543.
- [13] *Cory H., Rosenhouse I.* // Electromagnetics. 1997. Vol. 17. P. 317.
- [14] *Becchi M., Golatola P.* // Eur. Phys. J. B. 1999. Vol. 8. P. 399.
- [15] *Kim K., Lee D.-H., Lim H.* // Europhys. Lett. 2005. Vol. 69. P. 207.
- [16] *Константинова А.Ф., Набатов Б.В. и др.* // Кристаллография. 2002. Т. 47. С. 879.
- [17] *Flood K.M., Jaggard D.L.* // JOSA A. 1996. Vol. 13. P. 1395.
- [18] *Ivanov O.V., Sementsov D.I.* // Pape Appl. Opt. 1997. Vol. 6. P. 455.
- [19] *Zhukovsky S.V., Galynsky V.M.* // J. Opt. A.: Pape Appl. Opt. 2006. Vol. 8. P. 489.
- [20] *Azzam R.M.A. and Bashara N.M.* Ellipsometry and Polarized Light. Amsterdam: North-Holland, 1977.
- [21] *Островский Л.А., Степанова Б.Н.* // Изв. вузов. Радиотехника. 1971. Т. 14. С. 484.
- [22] *Gevorgyan A.H., Papoian K.V., Pichichian O.V.* // Opt. Spectr. 2000. Vol. 88. P. 586.
- [23] *Геворгян А.А.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. С. 830.
- [24] *Беляков В.А., Сонин А.С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982.
- [25] *Gevorgyan A.H., Kocaharian A. et al.* // Optic. 2006. Vol. 117. N 7. P. 309.
- [26] *Геворгян А.А.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 72.
- [27] *Геворгян А.А.* // Изв. НАН Армении. Физика. 2000. Т. 35. С. 64.
- [28] *Денисов Ю.В., Кизель В.А., Сухенко Е.П. и др.* // Кристаллография. 1976. Т. 21. С. 991.