

05:07

Отражение и пропускание света в системах среда–холестерический жидкий кристалл–подложка и стекло (1)–холестерический жидкий кристалл–стекло (2)

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Армения
E-mail: yndantiz@sun.yasu.am

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1999 г.)

Рассмотрено отражение и пропускание света в системах среда–ХЖК (холестерический жидкий кристалл)–подложка и стекло (1)–ХЖК–стекло (2), которые можно рассматривать также как заполненный ХЖК резонатор Фабри–Перо. Применена одна из модификаций метода сложения слоев. Получены точные явные выражения для элементов матриц Джонса этих систем. Изучены спектры отражения и пропускания, поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации изучаемых систем. Посредством матриц Мюллера изучено влияние квазимонохроматичности и степени поляризации света на свойства отражения. Исследовано влияние диэлектрических границ на собственные поляризации слоя ХЖК. Показано, что с увеличением разности между средней диэлектрической проницаемостью ХЖК и диэлектрической проницаемостью среды, ограничивающей с обеих сторон слой ХЖК, СП из квазикруговых поляризаций превращаются в квазилинейные поляризации. Обсуждены особенности эффекта Бормана при наличии диэлектрических границ.

Введение

В связи с широким применением жидких кристаллов представляет большой интерес изучение оптических свойств самых различных структур со слоями жидких кристаллов, в частности, со слоями холестерических жидких кристаллов (ХЖК). Наиболее часто встречаются на практике два следующих случая: среда–ХЖК–подложка (слой ХЖК нанесен на изотропной подложке) и стекло (1)–ХЖК–стекло (2) (слой ХЖК находится между изотропными пластинками). Созданием оптики таких структур при нормальном падении света (ось ХЖК перпендикулярна к поверхностям изотропных пластинок) и будет темой настоящей работы.

В связи с возможностью создания искусственных спиральных сред, в том числе и с заданными параметрами, а также ферромагнитных спиральных структур, имитирующих свойства ХЖК на сверхвысоких частотах, увеличиваются области возможных применений этих систем и, следовательно, повышается интерес к изучению их свойств. Так как систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2) можно рассматривать также как заполненный ХЖК резонатор Фабри–Перо, то получение явных аналитических выражений для элементов матриц Джонса этой системы становится очень актуальным. В резонаторах Фабри–Перо с ХЖК увеличивается число управляющих параметров, они легко управляемы и, кроме того, как известно [1,2], такие резонаторы осуществляют селекцию не только по частоте, но и по поляризациям.

Задача о распространении плоской монохроматической волны в средах с однородной спиралевидной структурой рассмотрено во многих работах (см., например, [3–12]). Граничная задача прохождения света через слой конечной толщины решалась или численно, или аналитически, но приближенно. В работе [13] полу-

чено точное аналитическое решение граничной задачи прохождения света через слой ХЖК. Аналитическое решение этой задачи позволяет включить слой ХЖК в различные многослойные структуры. С другой стороны, известно, что решение проблемы взаимодействия электромагнитной волны с многослойными структурами методом непосредственного применения граничных условий неэффективен при наличии трех и более границ. Так, в работах [1,2] приведены результаты по численному анализу оптических свойств системы стекло–ХЖК–стекло. Задача решена непосредственно при помощи применения граничных условий. При этом получается система 32 линейных уравнений с 32 неизвестными. В литературе развиты различные методы сложения слоев (см., в частности, [7,14–18], а также ссылки в этих работах). Здесь мы применяем эффективный и элегантный метод сложения слоев, развитый в работах [14,16,17]. В работе [17] с применением этого метода решена задача отражения и пропускания света в системах ХЖК–стекло–ХЖК и ХЖК (1)–ХЖК (2). В данной работе приведены результаты по применению этого метода при решении задач отражения и пропускания света в системах среда–ХЖК–подложка и стекло (1)–ХЖК–стекло (2).

Отражение и пропускание света в системе среда–ХЖК–подложка

Значительный интерес для эллипсометрии представляет ситуация, при которой поляризованный свет отражается от подложки, покрытой однородным слоем ХЖК, или проходит через такую систему. Будем предполагать, что подложка имеет конечную толщину. Внешние среды (среда 0 и среда 3) и подложка (слой 2) однородны, оптически изотропны и характеризуются комплексными

показателями преломления $n_0, n_3 = n_0$ и n_2 соответственно. Слой ХЖК будем сшивать с изотропной пластинкой. Метод решения задачи допускает также рассмотрение случая, когда подложка является анизотропной (или гиротропной) пластинкой. В этом случае матрицы Джонса изотропной подложки заменяются соответствующими матрицами анизотропной (или гиротропной) пластинки.

Пусть на систему падает волна с амплитудой \mathbf{E}_i . Обозначив амплитуды отраженного и прошедшего полей через \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t , разлагая их через базисные круговые поляризации

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^+ \mathbf{n}_+ + E_{i,r,t}^- \mathbf{n}_- = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^+ \\ E_{i,r,t}^- \end{bmatrix}$$

($\mathbf{n}_+, \mathbf{n}_-$ — орты круговых поляризаций), представим решение задачи в виде

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

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

Согласно [17], если имеется система, состоящая из двух приложенных друг к другу "слева направо" слоев A и B , то матрицы Джонса системы $A + B$ \hat{R}_{A+B} и T_{A+B} определяются через аналогичные матрицы составляющих слоев матричными уравнениями [17]

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A, \end{aligned} \quad (2)$$

где \hat{I} — единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света.

Например, в случае когда слой ХЖК с обеих сторон граничит с одной и той же средой матрицы Джонса при падении света "справа" и "слева" связаны между собой соотношениями

$$\hat{T} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \hat{R} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (3)$$

где

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

при круговых базисных поляризациях.

Считая, что слой A — это слой ХЖК, а B — это подложка и используя выражения для элементов матриц Джонса стеклянной пластинки [18] и слоя ХЖК [13], согласно (1)–(3), для элементов матриц Джонса системы слой ХЖК + подложка получаем

$$T_{ii}^a = t_2 [T_{ii}^c + r_2 (T_{jj}^c R_{ji}^c - T_{ii}^c R_{ii}^c)] / \Delta_1,$$

$$T_{ij}^a = t_2 [T_{ij}^c + r_2 (T_{jj}^c R_{ji}^c - T_{ij}^c R_{ii}^c)] / \Delta_1,$$

$$\begin{aligned} R_{ii}^a &= R_{ii}^c + r_2 [(1 - r_2 R_{ii}^c) (T_{ii}^c T_{jj}^c + T_{ji}^c T_{ji}^c) \\ &+ r_2 T_{ji}^c (T_{22}^c R_{21}^c + T_{11}^c R_{12}^c)] / \Delta_1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_{ij}^a &= R_{ij}^c + r_2 [T_{jj}^c (T_{ij}^c + T_{ji}^c) (1 - r_2 R_{ii}^c) \\ &+ r_2 (T_{jj}^c T_{jj}^c R_{ji}^c + T_{ji}^c T_{ij}^c R_{ij}^c)] / \Delta_1, \\ i, j &= 1, 2, \quad i \neq j, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Delta_1 = (1 - r_2 R_{11}^c)^2 - r_2^2 R_{12}^c R_{21}^c, \quad R_{11}^c = R_{22}^c = H,$$

$$R_{12}^c = Q + iF, \quad R_{21}^c = Q - iF,$$

$$T_{11}^c = (S - iN) \exp(i\Theta), \quad T_{12}^c = V \exp(i\Theta),$$

$$T_{21}^c = V \exp(-i\Theta), \quad T_{22}^c = (S + iN) \exp(-i\Theta),$$

$$\begin{aligned} H &= \left\{ \chi^2 f_2 f_1 (c_1 c_2 - 1) + 2u^2 [f_2 f_1 (2\chi^2 m_1 - \gamma^2) \right. \\ &\left. - \alpha^2 \delta^2 \gamma^2] s_1 s_2 - iu\sqrt{\alpha}\gamma (p_1 s_1 c_2 + p_2 s_2 c_1) \right\} / \Delta, \end{aligned}$$

$$F = \delta\chi\sqrt{\alpha} \left\{ -2u\gamma\sqrt{\alpha} (s_1 c_2 - s_2 c_1) - i [f_2 (c_1 c_2 - 1) \right.$$

$$\left. + 4u^2 (m_1 f_2 + \alpha\gamma^2) s_1 s_2 \right\} / \Delta,$$

$$Q = u\gamma\delta\sqrt{\alpha} [4u\sqrt{\alpha}\gamma s_1 s_2 + i(g_1 s_2 c_1 - g_2 s_1 c_2)] / \Delta,$$

$$S = \gamma\sqrt{\alpha} [\gamma\sqrt{\alpha} (c_1 + c_2) - iu(b_1 s_1 + b_2 s_2)] / \Delta,$$

$$V = \gamma\sqrt{\alpha}\delta [\sqrt{\alpha} (c_2 - c_1) - iu(q_2 s_2 - q_1 s_1)] / \Delta,$$

$$N = \gamma\sqrt{\alpha}\chi [if_1 (c_2 - c_1) - 2u\sqrt{\alpha} (l_1 s_1 + l_2 s_2)] / \Delta,$$

$$\Delta = -\chi^2 f_2^2 + (\chi^2 f_2^2 + 2\alpha\gamma^2) c_1 c_2 + 2u^2 [\alpha^2 \delta^2 \gamma^2$$

$$- f_1^2 (2\chi^2 m_2 + \delta^2) + 4\alpha\chi^2 (\delta^2 - 2m_2)] s_1 s_2$$

$$- 2ui\gamma\sqrt{\alpha} (b_1 s_1 c_2 + b_2 s_2 c_1),$$

$$b_{1,2} = f_1 w_{1,2} \pm \alpha\delta^2, \quad p_{1,2} = f_2 w_{1,2} \mp \alpha\delta^2, \quad q_{1,2} = f_1 \pm \alpha\gamma,$$

$$g_{1,2} = f_2 \pm \alpha\gamma, \quad w_{1,2} = \gamma \pm 2\chi^2, \quad l_{1,2} = \gamma \pm 2, \quad f_{1,2} = 1 \pm \alpha,$$

$$s_{1,2} = \sin(k_{1,2}d) / (k_{1,2}d), \quad c_{1,2} = \cos(k_{1,2}d),$$

$$k_{1,2} = 2u\sqrt{m_1 \pm \gamma} / d, \quad m_{1,2} = 1 \pm \chi^2,$$

$$\alpha = \varepsilon_m / \varepsilon_v, \quad \varepsilon_v = n_0^2, \quad \chi = \lambda / (\sigma\sqrt{\varepsilon_m}),$$

$$\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / 2, \quad \varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / 2, \quad \delta = \varepsilon_a / \varepsilon_m,$$

$$\Theta = 2\pi d / \sigma, \quad u = \pi d \sqrt{\varepsilon_m} / \lambda, \quad \gamma = \sqrt{\delta^2 + 4\chi^2},$$

$$r_2 = \tau_2 [1 - \exp(-i2\beta_2)] / [1 - \tau_2^2 \exp(-i2\beta_2)],$$

$$t_2 = 4n_2 n_0 \exp(-i\beta_2) / \{ [1 + \tau_2^2 \exp(-i2\beta_2)] (n_2 + n_0)^2 \},$$

$$\tau_2 = (n_0 - n_2) / (n_0 + n_2),$$

$\beta_2 = 2\pi d_2 n_2 / \lambda$; λ — длина волны в вакууме; σ — шаг спирали; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК в плоскости, перпендикулярной к оси среды; d — толщина ХЖК; d_2 — толщина подложки.

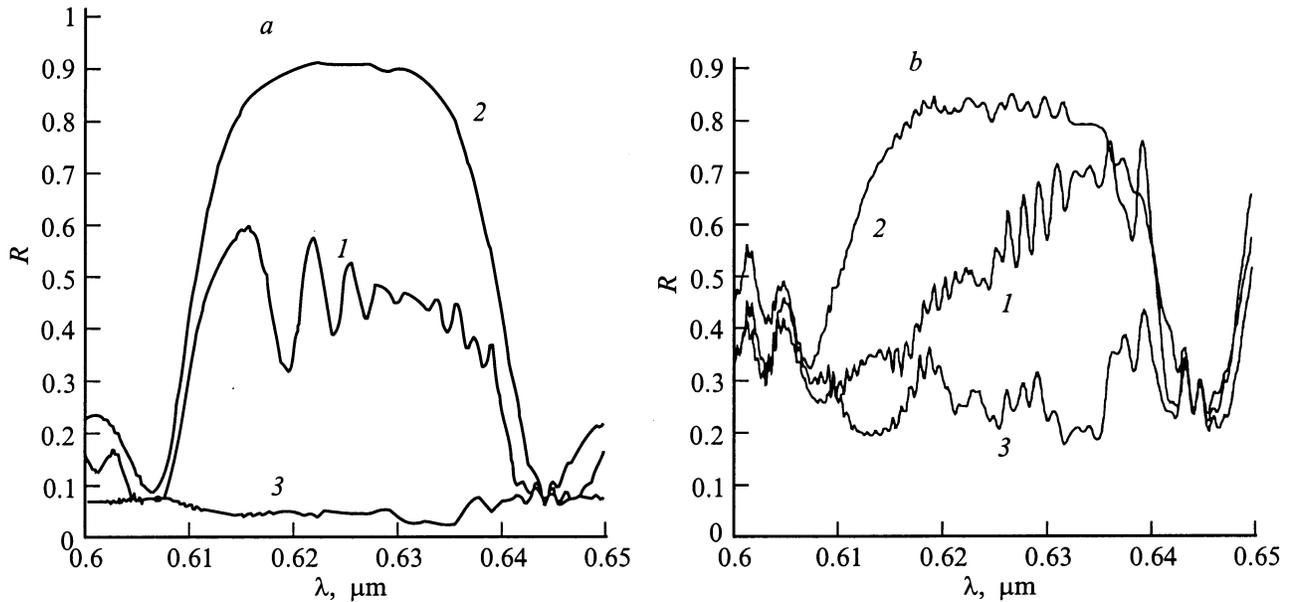


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при падении света на систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2): a — $n_1 = 2.5, n_2 = 1.5$; b — $n_1 = 1.5, n_2 = 2.5$. Параметры слоя ХЖК: $\varepsilon_1 = 2.29, \varepsilon_2 = 2.143, \sigma = 0.42 \mu\text{m}, d = 20\sigma$. Остальные параметры: $d_1 = d_2 = 1000 \text{ m}\mu, n_0 = 1$.

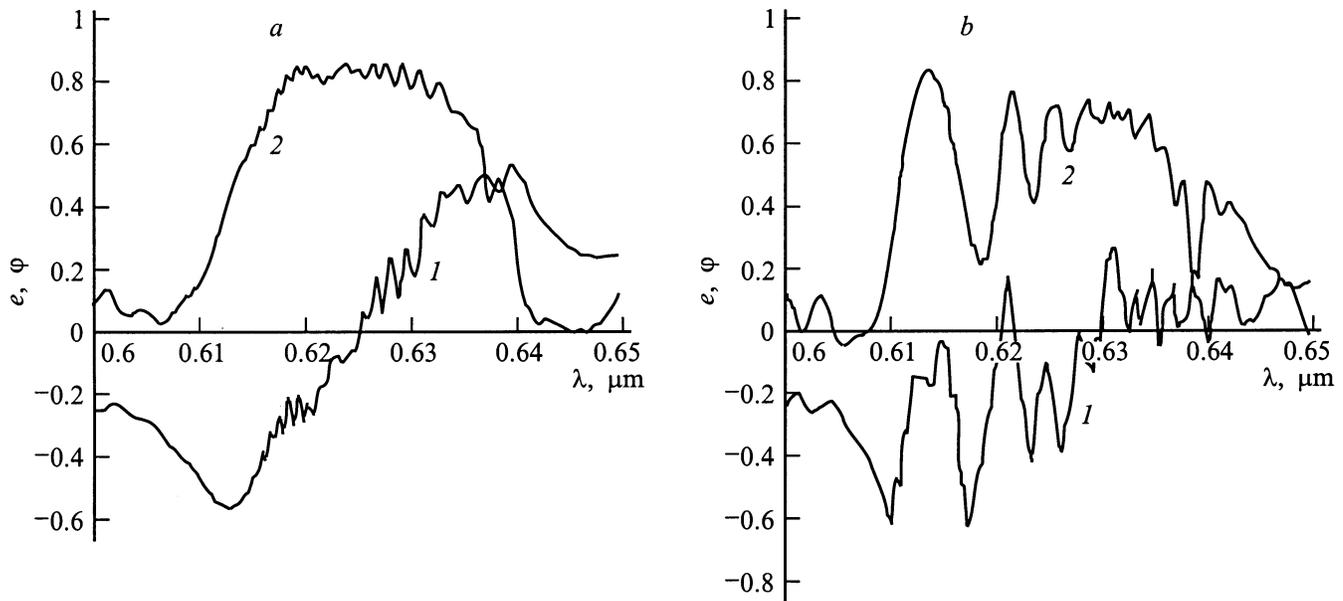


Рис. 2. Зависимость поворота плоскости поляризации φ (1) и эллиптичности поляризации e (2) от длины волны при падении на систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2) света с линейной поляризацией: a — $n_1 = 2.5, n_2 = 1.5$; b — $n_1 = 1.5, n_2 = 2.5$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

При вычислении коэффициента прохождения T (по интенсивности) нужно иметь в виду следующее обстоятельство: если коэффициенты преломления n_3 и n_0 отличаются друг от друга, то, согласно [18], $T = n_3 |E_t|^2 / (n_0 |E_i|^2)$.

Рассмотрим важный частный случай $\alpha = 1$, т.е. когда диэлектрическая проницаемость среды (0) равна средней диэлектрической проницаемости ХЖК. В этом

случае явные выражения для матриц \hat{R} и \hat{T} существенно упрощаются, а именно:

$$\begin{aligned}
 T_{ii}^a &= t_2 [h_2 a_i + h_1 a_j + iur_2 \delta(s_2 - s_1)] / (\Delta \Delta_1), \\
 T_{ij}^a &= t_2 \delta [a_2 - a_1 + iur_2 (h_1 s_i + h_2 s_j)] / (\Delta \Delta_1), \\
 R_{ii}^a &= \{ iu\delta^2 (a_2 s_1 - a_1 s_2) + 2r_2 [\delta^2 (a_2 - a_1)^2 + \gamma \Delta \\
 &\quad + iur_2 \delta^2 \gamma (a_2 s_2 - a_1 s_1)] / (\Delta \Delta_1) \} / \Delta,
 \end{aligned}$$

$$R_{ij}^a = \{i u \delta (h_{1a} s_j + h_{2a} s_i) + 2r_2 \delta [(a_2 - a_1)(h_{2a} s_j + h_{1a} s_i) + i u r_2 \gamma (h_j a_2 s_2 + h_i a_1 s_1)] / (\Delta \Delta_1)\} / \Delta, \quad (5)$$

$$i, j = 1, 2; \quad i \neq j,$$

где

$$\Delta_1 = 1 - r_2 u \delta [2r_2 u s_2 s_1 - i(s_1 a_2 - s_2 a_1) / (4\gamma)] / (a_1 a_2),$$

$$\Delta = 2\gamma a_1 a_2, \quad a_{1,2} = c_{1,2} \mp i u l_{1,2} s_{1,2}, \quad h_{1,2} = \gamma \pm 2\chi.$$

Отражение и пропускание света в системе стекло (1)–ХЖК–стекло (2)

Рассмотрим нормальное падение света на систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2), причем стекла могут быть и произвольными (также с разными коэффициентами преломления). С математической точки зрения задача сводится к "сшивке" с левой стороны системы среда–ХЖК–подложка слой изотропного стекла. Считая, что слой *A* — это первая пластинка стекла, а *B* — это система среда–слой ХЖК + подложка, причем подложка имеет параметры второй пластинки стекла, согласно (1)–(3), для системы стекло (1)–ХЖК–стекло (2) получаем

$$T_{ii} = t_1 [T_{ii}^a + r_1 (T_{ij}^a R_{ji}^a - T_{ii}^a R_{ii}^a)] / \Delta_2,$$

$$T_{ij} = t_1 [T_{ij}^a + r_1 (T_{ii}^a R_{ij}^a - T_{ij}^a R_{ii}^a)] / \Delta_2,$$

$$R_{ii} = r_1 + t_1^2 [R_{11}^a + r_1 (R_{12}^a R_{21}^a - R_{11}^a R_{11}^a)] / \Delta_2,$$

$$R_{ij} = t_1^2 R_{ij}^a / \Delta_2, \quad (6)$$

где

$$\Delta_2 = (1 - r_1 R_{11}^a)^2 - r_1^2 R_{12}^a R_{21}^a,$$

$$r_1 = \tau_1 [1 - \exp(-i2\beta_1)] / [1 - \tau_1^2 \exp(-i2\beta_1)],$$

$$t_1 = 4n_1 n_0 \exp(-i\beta_1) / \{[1 + \tau_1^2 \exp(-i2\beta_1)](n_1 + n_0)^2\},$$

$$\tau_1 = (n_0 - n_1) / (n_0 + n_1), \quad \beta_1 = 2\pi d_1 n_1 / \lambda,$$

d_1 — толщина первого стекла.

Численный анализ особенностей отражения, пропускания и поляризационных характеристик системы стекло–ХЖК–стекло рассмотрен в работах [1,2], поэтому здесь мы будем рассматривать вопросы, не затронутые в этих работах. В [1,2] рассматривается случай, когда изотропные стекла идентичны. Представляет интерес также случай, когда эти пластинки отличаются друг от друга. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны в случае падения на систему света с линейной поляризацией (кривая 1), с дифрагирующей (кривая 2) и обратной (кривая 3) круговой поляризациями. На рис. 2 представлены зависимости поворота плоскости поляризации γ (кривая 1) и эллиптичности поляризации e (кривая 2) от длины волны в случае падения на систему линейно поляризованного света.

Собственные поляризации

Как известно, собственные поляризации (СП) — это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему. СП и собственные значе-

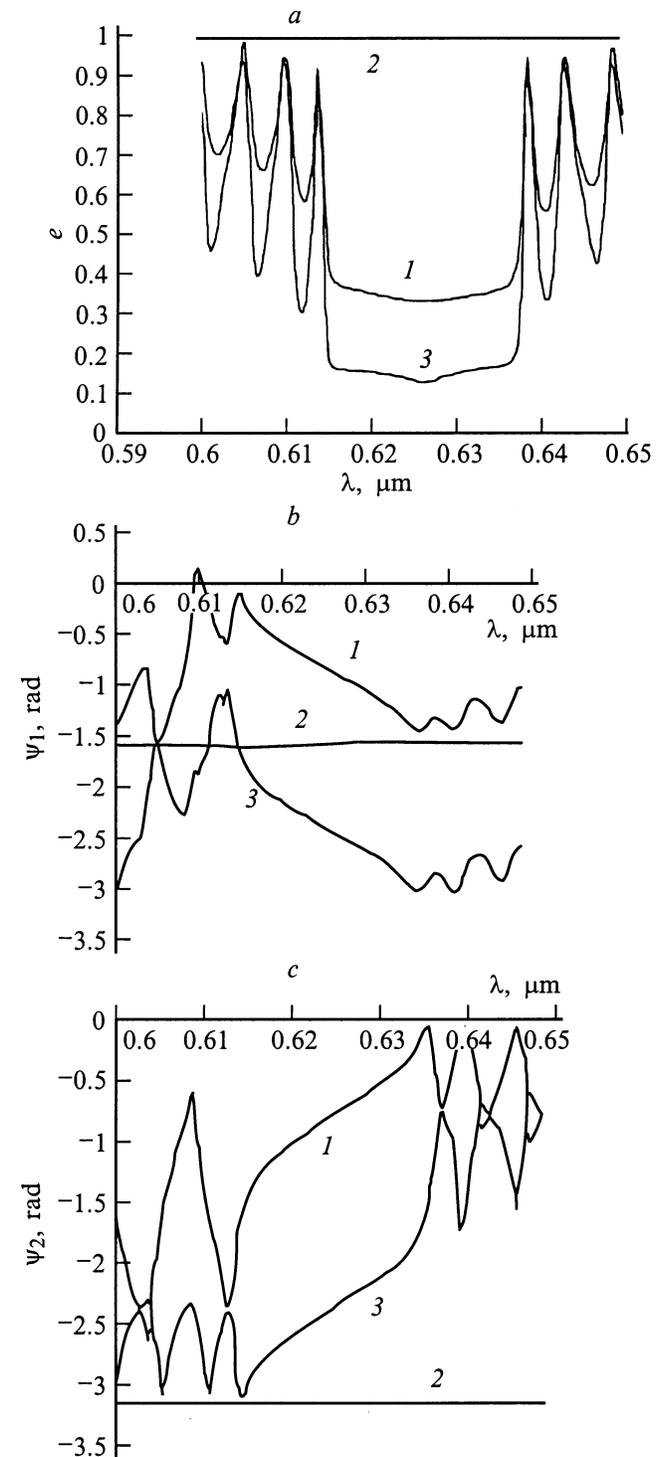


Рис. 3. Зависимость эллиптичности e (a) и азимутов Ψ_1 (b) и Ψ_2 (c) СП от длины волны при $\alpha = 8.87$ (1), 1 (2), 0.0222 (3); $d = 50\sigma$; остальные параметры слоя ХЖК те же, что и на рис. 1.

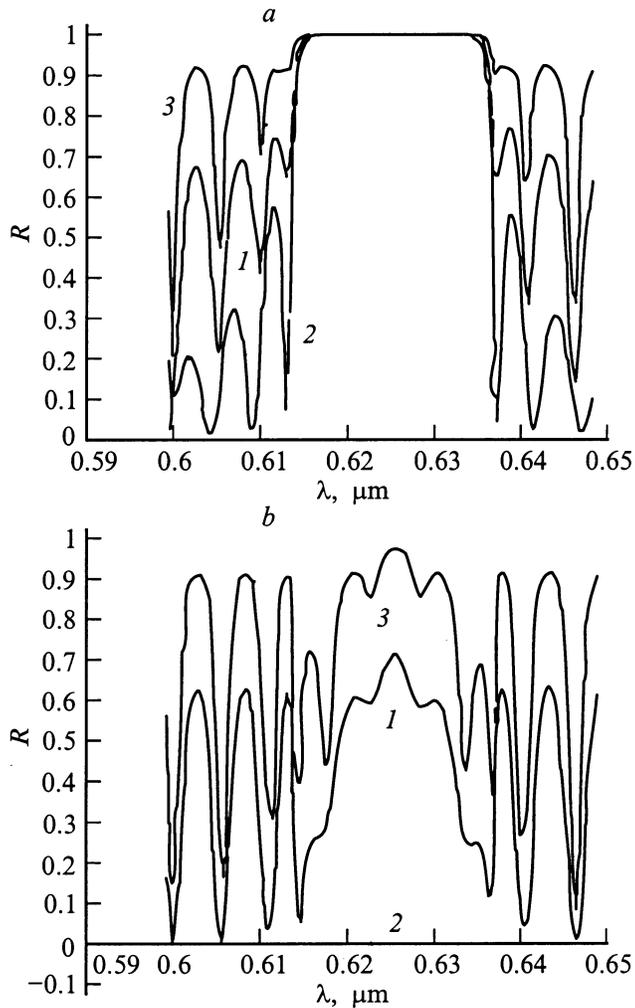


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при тех же, что и на рис. 3, a, b , значениях α . Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

ния обычно удобно положить в основу классификации оптических устройств [15]. Поэтому важное значение имеет исследование особенностей СП этих систем. Изучению особенностей СП слоя ХЖК посвящен ряд работ (см., например, [19]). В [19] вычислены СП для слоя ХЖК с учетом точных граничных условий. Показано, что при слабой анизотропии ($\delta \ll 1$) в случае отсутствия поглощения они представляют собой две ортогональные квазикруговые поляризации, причем свет с одной СП претерпевает дифракционное отражение, а свет с другой СП — нет. Исследования особенностей СП ХЖК при громадной анизотропии ($\delta \gg 1$) показывают, что в этом случае они являются ортогональными квазилинейными поляризациями. Ниже мы приводим результаты изучения влияния диэлектрических границ на СП слоя ХЖК и особенности отражения световых волн, имеющих поляризации совпадающие с СП. А затем будем исследовать особенности СП системы стекло (1)–ХЖК–стекло (2).

Как показывают вычисления, при наличии диэлектрических границ (при $\alpha \neq 1$) СП перестают быть ортогональными. Они перестают быть ортогональными также при наличии поглощения, а, как известно [20], при наличии поглощения неортогональны также СП обычных гиротропных сред. При $\alpha \neq 1$, хотя СП неортогональны, эллиптичности этих поляризаций отличаются только знаком. При $\alpha \approx 1$ СП ХЖК со слабой анизотропией представляют собой две квазикруговые поляризации с правым и левым обходом. С уменьшением (увеличением) α эллиптичности СП уменьшаются (по модулю) и стремятся к нулю в пределах $\alpha \gg 1$ и $\alpha \ll 1$. Таким образом, в случаях $\alpha \gg 1$ и $\alpha \ll 1$, как и в случае громадной анизотропии, СП являются квазилинейными поляризациями.

На рис. 3 представлены зависимости эллиптичности (эллиптичность второй СП отличается только знаком) и азимутов СП от длины волны при различных значениях α . Отметим обусловленную многократными отражениями на диэлектрических границах сильную дисперсию эллиптичности СП при $\alpha \neq 1$, которая увеличивается с увеличением отличия α от единицы. На рис. 4 представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны при тех же, что и на рис. 3, значениях α . Падающий свет имеет поляризацию, совпадающую с первым и вторым СП соответственно.

Из-за изменения СП с α характер поглощения излучения в среде тоже изменяется. Так, если при $\alpha \approx 1$ полное подавление поглощения излучения (эффект Бормана) наблюдается при квазикруговой поляризации падающего света, то при $\alpha \gg 1$ или при $\alpha \ll 1$ эффект Бормана наблюдается при квазилинейной поляризации. Это обусловлено тем, что полное подавление поглощения наблюдается не в случае падения на слой света круговой или линейной поляризации, а именно в случае падения на слой ХЖК света с дифрагирующей СП. На рис. 5 представлена зависимость величины $Q = 1 - (R + T)$, характеризующей поглощенную в слое среды световую энергию, от длины волны при различных поляризациях падающего света в случаях $\alpha = 0.1128$ (a), $\alpha = 1$ (b). Отметим аналогичные особенности поглощения при громадной анизотропии ХЖК и при наклонном падении [21]. Как видно, наблюдаются осцилляции (с большими амплитудами) величины Q от длины волны, обусловленные многократными отражениями на диэлектрических границах. Эти осцилляции демонстрируют интерференционный характер поглощения излучения в среде. В отличие от случая отсутствия диэлектрических границ приобретает осцилляционный характер также зависимость Q от длины волны света с недифрагирующей СП.

А теперь рассмотрим особенности СП системы стекло (1)–ХЖК–стекло (2). На рис. 6 представлена зависимость эллиптичности (здесь тоже эллиптичность второй СП отличается только знаком) СП от длины волны при различных значениях коэффициентов преломлений стекол. На рис. 7 представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны при тех же, что и на

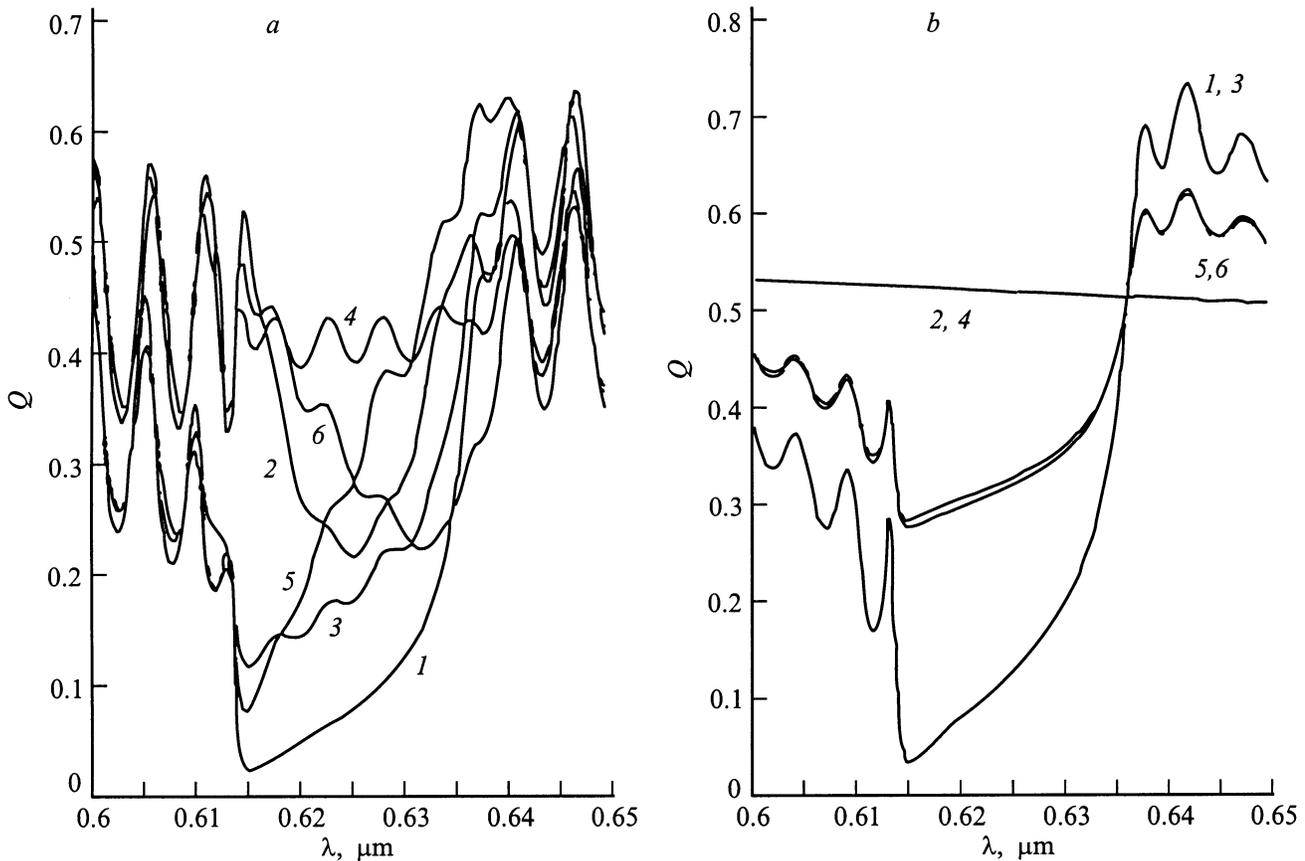


Рис. 5. Зависимость поглощения излучения от длины волны при $\alpha = 0.1128$ (a), 1 (b). Падающий на слой ХЖК свет имеет поляризацию, совпадающую с дифрагирующей (1) и недифрагирующей (2) СП, левую круговую (3), правую круговую (4), линейную по оси x (5) и по оси y (6) поляризации. $\text{Im } \varepsilon_1 = 0.01$. $\text{Im } \varepsilon_2 = 0$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

рис. 6, значениях коэффициентов преломлений стекол. Падающий свет имеет поляризацию, совпадающую с первой (a) и второй (b) СП соответственно.

Матрицы Мюллера

Для описания взаимодействия квазимонохроматического — частично поляризованного света с оптическими системами обычно используется формализм матриц Мюллера. В этом случае решение задачи представляется в виде

$$\mathbf{S}_t = \hat{M}_t \mathbf{S}_i, \quad \mathbf{S}_r = \hat{M}_r \mathbf{S}_i, \quad (7)$$

где \mathbf{S}_i , \mathbf{S}_t , \mathbf{S}_r — 4×1 векторы-столбцы Стокса падающей, прошедшей и отраженной волн соответственно; $\mathbf{S}_i = I \{1, P \cos(2\Phi_i) \cos(2\Psi_i), P \cos(2\Phi_i) \sin(2\Psi_i), P \sin(2\Phi_i)\}$; I — полная интенсивность падающей волны; Ψ_i — азимут; Φ_i — угол эллиптичности эллипса поляризации полностью поляризованной компоненты в падающей волне; P — степень поляризации падающей волны; \hat{M}_t , \hat{M}_r — 4×4 матрицы Мюллера прошедшей и отраженной волн соответственно.

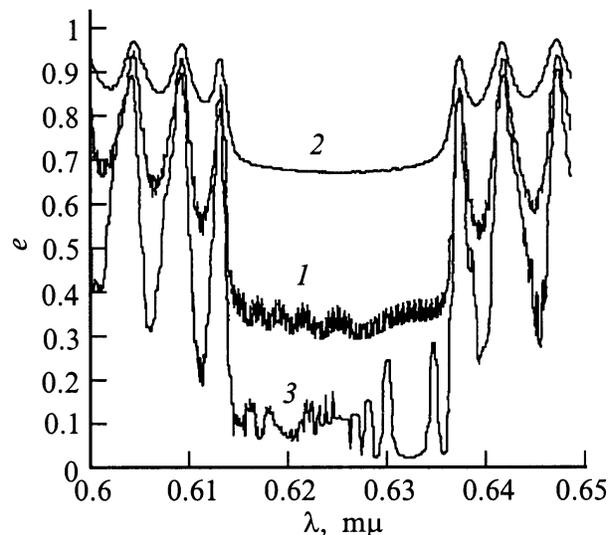


Рис. 6. Зависимость эллиптичности e СП от длины волны при различных значениях коэффициентов преломления стеклянных пластинок: $n_1 = 0.5$ (1), 1.5 (2), 10 (3); $n_2 = n_1$, $d_1 = d_2 = 1000 \text{ м}\mu$, $n_0 = 1$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

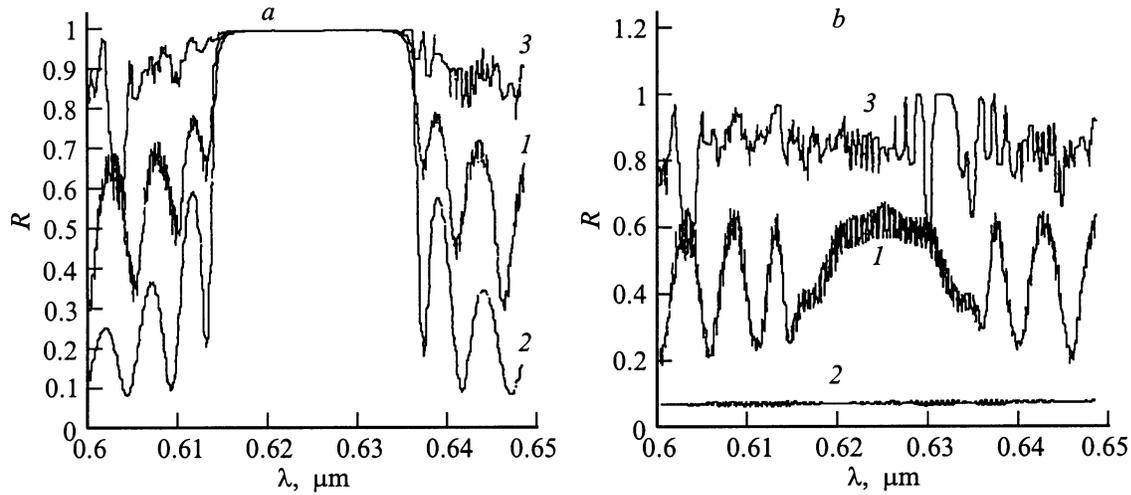


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при тех же, что и на рис. 6, значениях коэффициентов прохождения стеклянных пластинок и остальных параметров.

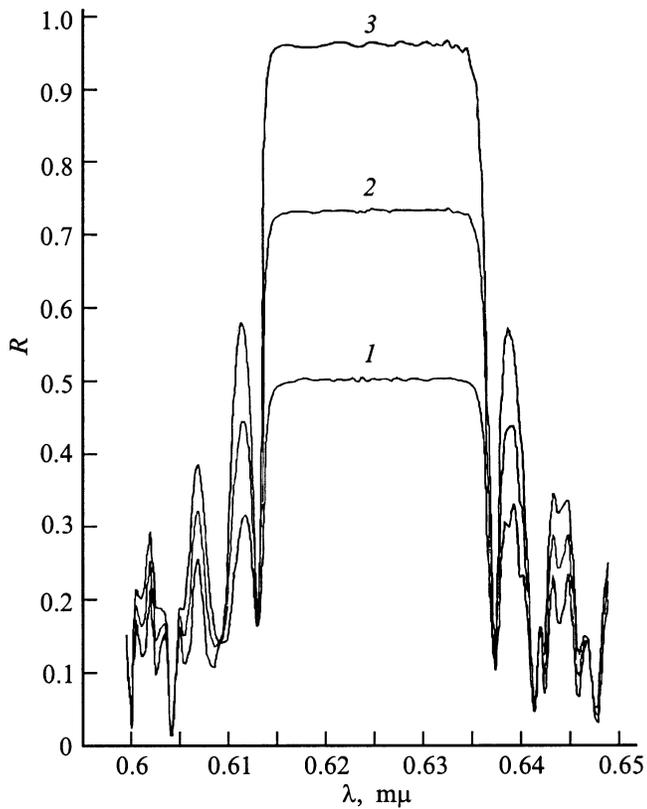


Рис. 8. Зависимость коэффициента отражения от длины волны при значениях степени поляризации падающей волны $P = 0$ (1), 0,5 (2), 1 (3). Остальные параметры те же, что и на рис. 6.

По известным правилам из матриц Джонса можно получить матрицы Мюллера [15]. Из-за громоздкости явных выражений элементов матриц Мюллера мы их не приводим.

На рис. 8 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных значениях степени поляризации P падающей волны. Свет проходит через систему стекло (1)–ХЖК–стекло (2). Полностью поляризованная компонента в падающей волне имеет левую круговую поляризацию.

Список литературы

- [1] Аракелян С.М., Ерицян О.С., Караян А.С., Чилингарян Ю.С. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 5. С. 959–972.
- [2] Аракелян С.М., Ерицян О.С., Караян А.С., Чилингарян Ю.С. // Опт. и спектр. 1981. Т. 50. Вып. 3. С. 550–555.
- [3] De Vries H.J. // Acta Cryst. 1951. Vol. 4. P. 219.
- [4] Кац Е.И. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1854.
- [5] Белый В.Н., Сердюков А.Н. // Докл. АН БССР. 1974. Т. 18. С. 402–404.
- [6] Беляков В.А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М.: Наука, 1988.
- [7] Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. Пер. с англ. / Под ред. А.А. Веденова, И.Г. Чистякова. М.: Мир, 1980. 344 с.
- [8] Капшай В.Н., Куеня В.А., Семченко И.В. // Кристаллография. 1991. Т. 36. Вып. 4. С. 822–827.
- [9] Weiglhofer W.S., Lakhtakia A. // Microw. Opt. Technol. Lett. 1993. Vol. 6. P. 804–806.
- [10] Weiglhofer W.S., Lakhtakia A. // Optik. 1994. Vol. 96. N 4. P. 179–183.
- [11] Good (Jr) R.H., Karali A. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. Vol. 11. N 7. P. 2145–2155.
- [12] Weiglhofer W.S., Lakhtakia A. // Int. J. Appl. Electromagnetics and Mechanics. 1995. Vol. 6. P. 221–234.
- [13] Варданян Г.А., Геворгян А.А. // Кристаллография. 1997. Т. 42. Вып. 4. С. 790–797.
- [14] Пикичян О.В. // Сообщения Бюраканской обсерватории. 1984. № LV. С. 5–16.

- [15] *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. / Под ред. А.В. Ржанова, К.К. Свиташева. М.: Мир, 1981. 584 с.
- [16] *Амбарцумян В.А.* // Изв. АН АрмССР. Естественные науки. 1944. № 1–2, С. 31–36. Научные труды / Под ред. В.В. Соболева. Т. 1. С. 263–268. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1960. 432 с.
- [17] *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 4.
- [18] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Мотулевича. М.: Наука, 1970. 856 с.
- [19] *Варданян Г.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С.* // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 4. С. 640–642.
- [20] *Окорочков А.И., Константинова А.Ф.* // Кристаллография. 1985. Т. 30. Вып. 1. С. 105–113.
- [21] *Yuvaraj Sah., Suresh K.A.* // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. Vol. 11. N 2. P. 740–744.