

05:07

Оптический диод на основе слоя спиральной периодической среды с большой анизотропией, находящегося во внешнем магнитном поле

© А.А. Геворгян

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

(Поступило в Редакцию 13 ноября 2000 г. В окончательной редакции 8 февраля 2002 г.)

Приведены результаты исследования влияния внешнего магнитного поля на оптические свойства слоя спиральной периодической среды с учетом магнитооптической активности. Рассмотрен случай нормального падения света на слой, а магнитное поле предполагается направленным вдоль оси среды. Исследованы особенности необратимости (невозвратности) в такой системе. Рассмотрены случаи слабой и большой анизотропии. Показано, что такая система может работать оптическим затвором, оптическим диодом или односторонним отражателем. Выявлены причины возникновения большой необратимости прохождения (отражения).

Введение

Влияние внешнего магнитного поля на оптические свойства спиральных периодических сред (холестерических жидких кристаллов (ЖЖК), хиральных смектиков, хиральных ферронематиков) рассмотрено многими авторами. При этом в первую очередь принимается во внимание изменение структуры спиральной периодической среды (СПС), вызванное переориентацией директора [1–5]. Однако возможны случаи, когда магнитное поле не приводит к изменению структуры СПС. Это может иметь место для немагнитных СПС ($\hat{\mu} = \hat{I}$, \hat{I} — единичная матрица), а также для СПС с отрицательной магнитной анизотропией при ориентации магнитного поля вдоль оси спирали [1–5]. Безотносительно к изменению структуры магнитное поле приводит к изменению локального тензора диэлектрической проницаемости СПС и, в частности, к возникновению эффекта Фарадея. Сосуществование оптической активности, обусловленной закрученностью структуры, и магнитооптической активности приводит к эффектам необратимости [6–8]. Нормальное падение света на СПС, помещенную во внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси спирали, изучено в [6,7]. В [8] с помощью динамической теории дифракции исследован эффект Фарадея в СПС при распространении света под углом к оси среды.

При слабой локальной анизотропии среды эффекты магнитооптической активности также сравнительно малы. С другой стороны, в работах [9,10] исследованы особенности СПС с большой (также огромной) анизотропией и выявлены интересные особенности. В данной работе приведены результаты точного аналитического решения граничной задачи нормального прохождения света через слой СПС конечной толщины, находящийся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси среды. Отдельно рассмотрены случаи слабой и большой анизотропии и обсужден ряд интересных возможных применений.

Так как при большой анизотропии для реальных сред становится необходимым учет отличия тензора магнитной проницаемости от единицы, то в данной работе мы будем рассматривать более общий случай, а именно когда среда обладает как диэлектрической, так и магнитной спиральностью. Отметим, что большие значения анизотропии следует ожидать вблизи отдельных линий поглощения, когда одна из компонент тензора диэлектрической (или магнитной) проницаемости намного больше другой, или, когда эти компоненты имеют разные знаки. А как известно [11], в последнем случае обычные анизотропные среды проявляют существенные особенности, в частности поверхность волновых векторов таких сред представляет собой не замкнутую (замкнутый эллипсоид), а открытую (гиперboloид вращения) поверхность. Большие же значения параметров гироэлектрической и гиромагнитной магнитооптической активностей следует ожидать вблизи резонансов соответственно гироэлектрической или гиромагнитной магнитооптической активностей.

В связи с возможностью создания искусственных сред со спиральной структурой [12–15], в том числе и с заданными параметрами, а также ферромагнитных спиральных структур, имитирующих свойства ЖЖК на сверхвысоких частотах, увеличиваются возможности применения систем с описанными в данной работе свойствами и повышается интерес к изучению их свойств. Кроме того, как известно, многие современные теории по оптике сложных структур основываются на модели представления среды как многослойной системы. А решение этих задач сводится к точному решению задачи прохождения света через слой конечной толщины.

Дисперсионное уравнение

В случае присутствия внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси СПС (ось z), тензоры диэлектрической $\hat{\epsilon}$ и магнитной $\hat{\mu}$ проницаемостей

имеют вид

$$\hat{\varepsilon}(z) = \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta_\varepsilon \cos 2az & \pm \delta_\varepsilon \sin 2az \pm ig_e & 0 \\ \pm \delta_\varepsilon \sin 2az \mp ig_e & 1 - \delta_\varepsilon \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta_\varepsilon \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu}(z) = \mu_m \begin{pmatrix} 1 + \delta_\mu \cos 2az & \pm \delta_\mu \sin 2az \pm ig_m & 0 \\ \pm \delta_\mu \sin 2az \mp ig_m & 1 - \delta_\mu \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta_\mu \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$, $\delta_\varepsilon = \varepsilon_a/\varepsilon_m$, $\mu_m = (\mu_1 + \mu_2)/2$, $\mu_a = (\mu_1 - \mu_2)/2$, $\delta_\mu = \mu_a/\mu_m$, $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} + \Delta\varepsilon_i$ ($i = 1, 2$), ε_{0i} — главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости при отсутствии внешнего магнитного поля, $\Delta\varepsilon_i$ — возмущения главных значений локального тензора диэлектрической проницаемости под влиянием внешнего магнитного поля [16–21] и аналогично $\mu_i = \mu_{0i} + \Delta\mu_i$, μ_{0i} — главные значения локального тензора магнитной проницаемости при отсутствии внешнего магнитного поля, $\Delta\mu_i$ — возмущения главных значений локального тензора магнитной проницаемости под влиянием внешнего магнитного поля [16–21], $\mathbf{g}_e = \mathbf{g}_e(\mathbf{H}_{\text{ext}})$, $\mathbf{g}_m = \mathbf{g}_m(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ — векторы гироэлектрической и гиромагнитной магнитооптической активностей, $a = 2\pi/\sigma$, $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$, σ_0 — шаг спирали при отсутствии внешнего магнитного поля, $\Delta\sigma$ — возмущение шага спирали под влиянием внешнего магнитного поля [1–5]. Здесь мы полагали, что главные оси тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ совпадают, а одна из них (ось z) совпадает с направлением внешнего магнитного поля.

С учетом (1) решение уравнений Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ и $\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ в случае распространения света вдоль оси среды будем искать в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{j=1}^4 \left\{ E_j^+ \mathbf{n}_+ \exp \left[i \frac{2}{\pi} \sqrt{\varepsilon_m \mu_m} (\chi + b) z \right] + E_j^- \mathbf{n}_- \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_m \mu_m} (-\chi + b) z \right] \right\} \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где $\chi = \lambda/(\sigma \sqrt{\varepsilon_m \mu_m})$, λ — длина волны в вакууме, $\mathbf{n}_\pm = (\mathbf{x} \pm \mathbf{y})/\sqrt{2}$ — орты круговых поляризаций.

Подставляя (2) в уравнения Максвелла, получаем следующее дисперсионное уравнение относительно b

$$b^4 + a_1 b^2 + a_2 b + a_3 = 0, \quad (3)$$

где $a_1 = -2(1 + \chi^2 + G_e G_m - \delta_\varepsilon \delta_\mu)$, $a_2 = -4\chi(G_e + G_m)$, $a_3 = -2\chi^2(1 + \delta_\varepsilon \delta_\mu + G_e G_m) + (1 - \delta_\varepsilon^2 - G_e^2)(1 - \delta_\mu^2 - G_m^2) + \chi^4$, $G_e = g_e/\varepsilon_m$, $G_m = g_m/\mu_m$.

Таким образом, в отличие от случая отсутствия внешнего магнитного поля, при котором дисперсионное уравнение биквадратное, в этом случае оно является полным

уравнением четвертой степени. Решение уравнения (3) имеет вид

$$b_{1,2} = \sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{\left(-\frac{a_1}{2} - \frac{s}{2} - \frac{a_2}{2\sqrt{2s}} \right)},$$

$$b_{3,4} = -\sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{\left(-\frac{a_1}{2} - \frac{s}{2} + \frac{a_2}{2\sqrt{2s}} \right)}, \quad (4)$$

где

$$s = w - \frac{p}{3w} - \frac{a_1}{3}, \quad w = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + v},$$

$$v = \sqrt{\left(\frac{q}{2} \right)^2 + \left(\frac{p}{3} \right)^3}, \quad p = -\frac{a_1}{12} - a_3,$$

$$q = a_1 \left(a_3 - \frac{a_1^2}{36} \right) - \frac{a_2}{8}.$$

Граничная задача для слоя

Рассмотрим граничную задачу прохождения света через слой СПС конечной толщины, помещенный во внешнее магнитное поле. Направление внешнего магнитного поля совпадает с направлением оси среды, а она в свою очередь перпендикулярна к граничным поверхностям. Свет падает на слой по нормали. Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (5)$$

индексами i, r, t обозначены поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн,

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

\hat{T} и \hat{R} — 2×2 -матрицы Джона прошедшей и отраженной волн.

$$R_{11} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} [-\gamma_i^- \alpha_j^- + \gamma_i^+ \alpha_j^+ + i(\gamma_j - \gamma_i + 2\alpha_i \beta_j)] \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta,$$

$$R_{12} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} [-\gamma_i^- \alpha_j^- - \gamma_i^+ \alpha_j^+ + i(\gamma_i - \gamma_j + 2\alpha_i \beta_j)] \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta,$$

$$R_{21} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} [-\gamma_i^- \alpha_j^- - \gamma_i^+ \alpha_j^+ + i(\gamma_j - \gamma_i - 2\alpha_i \beta_j)] \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta,$$

$$R_{22} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} [-\gamma_i^- \alpha_j^- + \gamma_i^+ \alpha_j^+ - i(\gamma_j - \gamma_i + 2\alpha_i \beta_j)] \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta, \quad (6)$$

$$T_{11} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} (\alpha_i^- + i\gamma_i^+) \times [\alpha_j^+ (\gamma_k - \gamma_l) + 2\alpha_k \beta_l \gamma_j^-] f_k f_l f_j e^{-iad} / \Delta,$$

$$T_{12} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} (\alpha_i^- - i\gamma_i^+) \times [\alpha_j^+ (\gamma_k - \gamma_l) + 2\alpha_k \beta_l \gamma_j^-] f_k f_l f_j e^{-iad} / \Delta,$$

$$T_{21} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} (\alpha_i^- + i\gamma_i^+) \times [\alpha_j^+ (\gamma_k - \gamma_l) - 2\alpha_k \beta_l \gamma_j^-] f_k f_l f_j e^{-iad} / \Delta,$$

$$T_{22} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} (\alpha_i^- - i\gamma_i^+) [\alpha_j^+ (\gamma_k - \gamma_l) + 2\alpha_k \beta_l \gamma_j^-] f_k f_l f_j e^{-iad} / \Delta, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3, 4,$$

где $\Delta = \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \gamma_i^+ \alpha_j^- \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l$, $\alpha_j^\pm = \alpha_j \pm \beta_j$, $\gamma_j^\pm = 1 \pm \gamma_j$, $f_j = \exp(i2\pi\sqrt{\varepsilon_m \mu_m} b_j d / \lambda)$,

$$\alpha_j = i \left\{ b_j [b_j^2 - \chi^2 - G_e G_m - (1 - \delta_\mu)(1 + \delta_\varepsilon)] + \chi [G_m(1 + \delta_\varepsilon) + G_e(1 + \delta_\mu)] \right\} / \left\{ \chi [b_j^2 - \chi^2 + G_e G_m + (1 + \delta_\mu)(1 - \delta_\varepsilon)] - b_j [G_m(1 - \delta_\varepsilon) + G_e(1 - \delta_\mu)] \right\},$$

$$\beta_j = \alpha \left\{ b_j [iG_m + (1 - \delta_\mu)\alpha_j] - \chi [\alpha_j G_m + i(1 - \delta_\mu)] \right\} / [G_m^2 - (1 - \delta_\mu^2)],$$

$$\gamma_j = \alpha \left\{ b_j [i\alpha_j G_m - (1 + \delta_\mu)] + \chi [G_m + i\alpha_j(1 + \delta_\mu)] \right\} / [G_m^2 - (1 - \delta_\mu^2)],$$

$$\alpha = \sqrt{\varepsilon_m / \mu_m \varepsilon},$$

ε — диэлектрическая проницаемость сред, граничащих с обеих сторон со слоем СПС, при этом предполагается, что параметром магнитооптической активности граничащих сред можно пренебречь по сравнению с параметрами активности СПС, e_{ijkl} — символ Леви-Чивита, d — толщина слоя. С помощью (5) и (6) можно вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\varphi = -\arg(\xi) / 2$ и эллиптичность поляризации $c = (|\xi| - 1) / (|\xi| + 1)$, ($\xi = E_t^+ / E_i^-$ — поляризационная функция прошедшей волны), поглощение излучения в слое $Q = 1 - (R + T)$, а также другие оптические характеристики системы.

Сперва рассмотрим более простой случай, а именно будем предполагать, что $\hat{\mu} = \hat{I}$, $g_m = 0$, а локальная анизотропия среды $\delta_\varepsilon = \delta \ll 1$.

Сравнение численных результатов для коэффициента отражения в двух случаях — при отсутствии внешнего магнитного поля и при его наличии — показывает, что внешнее магнитное поле приводит к смещению области селективного (дифракционного) отражения (ОСО). Это смещение обусловлено только магнито-оптической активностью СПС (в отличие от смещения, обусловленного изменением шага спирали), направлено в сторону коротких волн (квадратичный по g -эффект). Оно очень слабое и при $g_e = g = \pm 0.1$ составляет всего 15\AA . На границах ОСО, где ширина максимумов коэффициента прохождения при определенных значениях параметра $\delta d / \sigma$ того порядка, что и само смещение, внешнее магнитное поле приводит к 100%-ному изменению коэффициента прохождения. В частности, вблизи ОСО минимумы коэффициента прохождения ($T \approx 0$) при определенных толщинах могут превращаться в максимумы ($T \approx 1$) и наоборот. А это означает, что такая система может использоваться в качестве идеального оптического затвора.

Вычисления показывают, что изменение коэффициента прохождения под действием внешнего магнитного поля сильно зависит от параметра α . Внутри ОСО зависимость величины $\Delta T_1 = T(g) - T(0)$ ($T(0)$ — коэффициент прохождения при отсутствии внешнего магнитного поля, а $T(g)$ — коэффициент прохождения при его наличии) от λ и от g имеет линейный характер. Вне ОСО зависимость ΔT_1 от λ имеет осцилляционный характер, причем период этих осцилляций, как и осцилляции коэффициента прохождения T и коэффициента отражения R , зависит от параметра $\delta d / \sigma$. Эти осцилляции модулированы с периодом и амплитудой, изменяющимся с удалением от границы ОСО. При $\alpha \neq 1$ амплитуды этих осцилляций резко увеличиваются и на определенных длинах волн они становятся того же порядка, что и осцилляции самой T (при $g = 10^{-4}$). Внутри ОСО отличие α от единицы приводит к уменьшению ΔT_1 . Зависимость ΔT_1 от g вне ОСО также имеет осцилляционный характер. Это свойство слоя СПС во внешнем магнитном поле может быть использовано для модуляции света по интенсивности.

Как уже отметили выше, в СПС во внешнем магнитном поле имеет место явление необратимости волн, приводящее, в частности, к тому, что интенсивность прошедшего через слой света при совпадении направлений падающего света и внешнего магнитного поля отличается от интенсивности прошедшего света, когда эти направления противоположны. Как показывают численные расчеты, внутри ОСО зависимость величины $\Delta T_2 = T(g) - T(-g)$ ($T(g)$ — коэффициент прохождения при совпадении направлений падающего света и внешнего магнитного поля, а $T(-g)$ — когда эти направления противоположны) от λ и от g имеет линейный характер. Вне ОСО эти зависимости имеют осцилляционный характер. Причем наблюдаются такие закономерности.

1. Вне ОСО отличие α от единицы приводит к увеличению необратимости прохождения (амплитуда осцил-

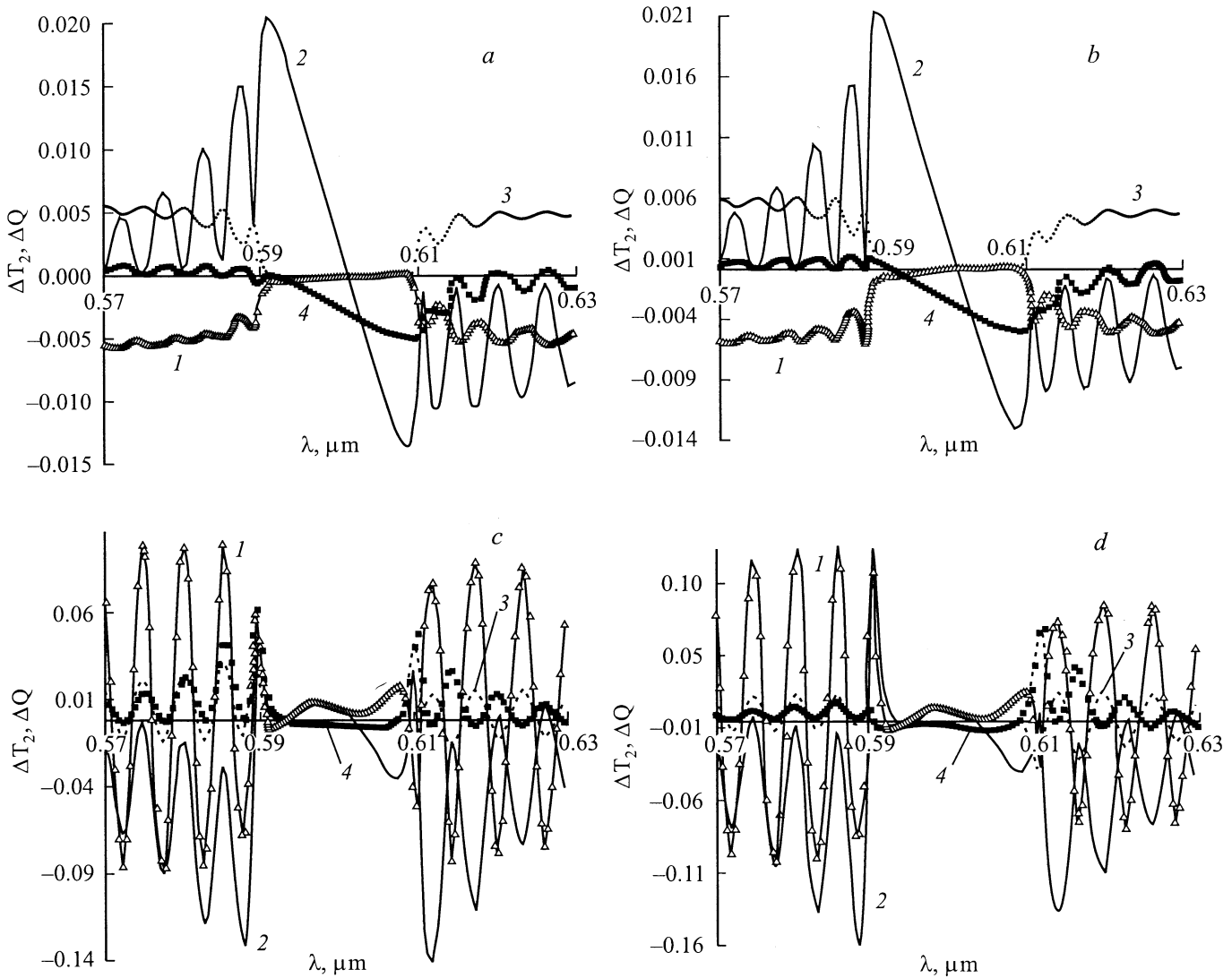


Рис. 1. Зависимость ΔT_2 (1,2) и ΔQ (3,4) от длины волны при наличии изотропного (а,с, $\text{Im } \epsilon_m = 0.001$, $\text{Im } \epsilon_a = 0$) и анизотропного (b, d, $\text{Im } \epsilon_m = 0.001$, $\text{Im } \epsilon_a = 0.001$) поглощения в случае отсутствия (а, b, $\alpha = 1$) и присутствия (с, d, $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$) диэлектрических границ. Спираль правая. $\text{Re } \epsilon_m = 2.25$, $\text{Re } \epsilon_a = 0.0675$, $g = 0.1$, $\sigma = 0.4 \mu\text{m}$, $d = 50\sigma$.

ляции ΔT_2 в случае $\alpha = 1$ приблизительно в 100 раз меньше, чем в случае $\alpha \neq 1$), благодаря чему на определенных длинах волн величина ΔT_2 становится того же порядка, что и само T . Это дает возможность сравнительно легко экспериментально обнаружить необратимость прохождения в СПС. Дальнейшее увеличение отклонения α от единицы не приводит к дальнейшему увеличению необратимости прохождения. Наоборот, начиная с некоторых значений α ($\alpha > 1$ и $\alpha < 1$) происходит некоторое уменьшение величины необратимости прохождения на максимумах коэффициента прохождения. На остальных частотах она уменьшается в большей степени и при определенных значениях α она практически не отличается от нуля. Эти особенности связаны с резким увеличением френелевских отражений: интенсивность мало меняется при каждом отражении внутри слоя СПС,

поэтому прямое и обратное направления распространения оказываются приблизительно эквивалентными друг другу.

2. Внутри ОСО отклонение α от единицы приводит к уменьшению ΔT_2 .

Отметим, что эффект необратимости в СПС достигает значительных величин и может быть использован также, например, для создания необратимых элементов в оптических гироскопах, для изучения эффекта Фарадея и оптической активности слоя СПС.

Как показывает численный анализ, наблюдаются также необратимость эллиптичности поляризации e , поворота плоскости поляризации φ , поглощения излучения в слое Q и кругового дихроизма D_c .

На рис. 1 представлены зависимости ΔT_2 (кривые 1, 2) и $\Delta Q = Q(g) - Q(-g)$ (кривые 3, 4) от длины волны при

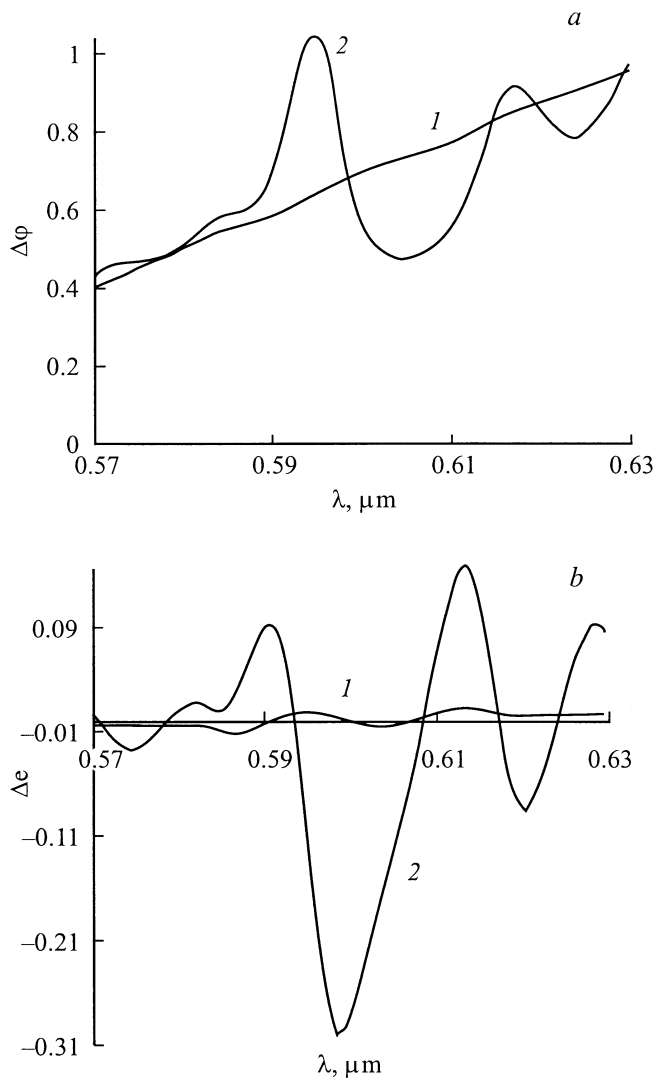


Рис. 2. Зависимости необратимости поворота плоскости поляризации $\Delta\varphi$ (a) и необратимости эллиптичности поляризации $\Delta\epsilon$ (b) от длины волны. Поглощение отсутствует. Падающий на слой СПС свет имеет линейную вдоль оси x поляризацию. $d = 20\sigma$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

наличии изотропного (a,c) и анизотропного (b,d) поглощения в случае отсутствия (a,b) и присутствия (c,d) диэлектрических границ. Кривые 1,3 соответствуют случаю, когда падающий на слой свет имеет круговую поляризацию, дифрагирующую на структуре среды, а 2,4 — когда он имеет линейную по оси x поляризацию. На рис. 2 представлены зависимости необратимости поворота плоскости поляризации $\Delta\varphi = \varphi(g) - \varphi(-g)$ (a) и необратимости эллиптичности $\Delta\epsilon = \epsilon(g) - \epsilon(-g)$ (b) от длины волны в случае отсутствия (1) и присутствия (2) диэлектрических границ.

Отметим, что при слабой локальной анизотропии эффекты необратимости слабы и поэтому обычно не представляют большого практического интереса, несмотря на их уникальность. С другой стороны, как показы-

вают вычисления, с увеличением анизотропии среды или параметра магнитооптической активности эффекты необратимости значительно увеличиваются и, следовательно, практический интерес к этим эффектам повышается.

Особенности оптических свойств слоя СПС во внешнем магнитном поле при большой анизотропии

На рис. 3 представлена зависимость необратимости прохождения ΔT_2 от длины волны λ в случае большой ($\delta \sim 1$) анизотропии, а на рис. 4 — зависимость величины ΔT_1 от длины волны λ также в случае большой анизотропии.

Из представленных результатов, а также из анализа численных расчетов получим следующее.

1. С увеличением локальной анизотропии δ (δ_ϵ или δ_μ) или параметра магнитооптической активности g (g_e или g_m) величина $|\Delta T_2|$ в среднем увеличивается.
2. В случае большой анизотропии при определенных значениях параметров гирации g_e и g_m (т.е. при определенных значениях напряженности внешнего магнитного поля) на определенных длинах волн падающего света величина $|\Delta T_2|$ порядка единицы. А так как $|\Delta T_2| = |T(g) - T(-g)|$, то это означает, что такая система может работать в качестве идеального оптического диода, пропускающего полностью свет в одном направлении и не пропускающего его в обратном направлении.

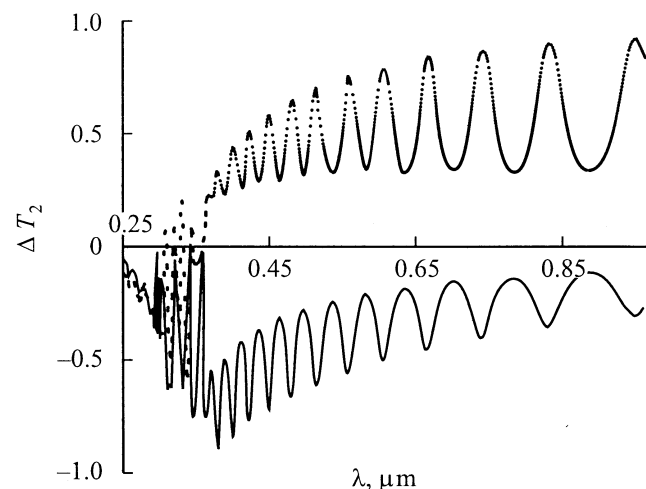


Рис. 3. Зависимость необратимости прохождения ΔT_2 от длины волны λ в случае большой ($\delta_\epsilon = 0.9$, $\epsilon_{0m} = 0.25$, $\delta_\mu = 0.05$, $\mu_{0m} = 1.2$, $g_e = 0.275$, $g_m = 0.1$, $\Delta\epsilon_1 = \Delta\epsilon_2 = \Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0.00001$, $\Delta\sigma = 0.000001 \mu\text{m}$, $d = 10\sigma$) анизотропии. Сплошная кривая — случай, когда падающий на слой свет имеет правую круговую поляризацию, а штриховая — когда он имеет линейную по оси x поляризацию. Спираль правая. $\sigma_0 = 0.4 \mu\text{m}$. Поглощение отсутствует. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

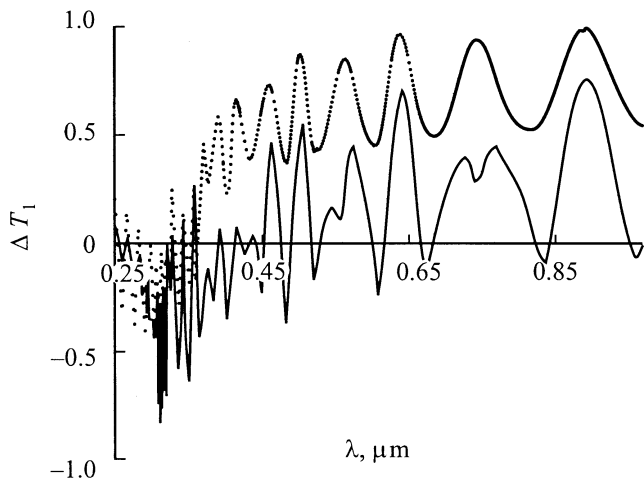


Рис. 4. Зависимость необратимости прохождения ΔT_1 от длины волны λ в случае большой анизотропии. Параметры и обозначения кривых те же, что и на рис. 3.

Такая система может работать и односторонним отражателем.

3. С увеличением локальной анизотропии δ (δ_ϵ или δ_μ) или параметра магнитооптической активности g (g_ϵ или g_μ) величина $|\Delta T_1|$ также в среднем увеличивается.

4. В случае большой анизотропии при определенных значениях параметров гирации g_ϵ и g_μ на определенных длинах волн падающего света величина $|\Delta T_1|$ порядка единицы. Это означает, что такая система при определенных условиях может работать также в качестве идеального оптического затвора.

Обсуждение. Выводы

Для выявления механизма возникновения большой необратимости прохождения исследованы особенности волновых чисел $k_j = 2\pi\sqrt{\epsilon_m\mu_m}b_j/\lambda$ и собственных поляризацій (СП). Как известно, при отсутствии внешнего магнитного поля кривые k_j симметричны относительно оси частоты (или оси λ). При наличии внешнего магнитного поля эта симметрия исчезает: резонансные k_j (т.е. те k_j , которые в определенной области частот становятся комплексными при отсутствии поглощения) смещаются в одну сторону параллельно оси λ , тогда как нерезонансные k_j — в обратную сторону. При этом смещение ОСО (т.е. области, где резонансные k_j становятся комплексными) незначительное. Необычная ситуация возникает или при большой анизотропии среды или при больших значениях параметра магнитооптической активности. При определенных значениях этих параметров возникает новая ОСО в длинноволновой части спектра, длинноволновая граница которой стремится к бесконечности (будем называть ее второй ОСО). Что касается первой ОСО, то она смещается в сторону коротких волн и в этом случае (т.е. при

большой анизотропии) это смещение уже значительное. При дальнейшем увеличении указанных параметров коротковолновая граница второй ОСО смещается к длинноволновой границе первой ОСО, и при определенных значениях вышеуказанных параметров вся спектральная область становится дифракционной. Отметим, что новая ОСО возникает также вблизи линии поглощения, в случае когда учитывают оптическую активность самих молекул ХЖК [22].

Зависимость характера дифракционного отражения (и прохождения) света во второй ОСО от направления внешнего магнитного поля и объясняется существование больших значений $|\Delta T_2|$.

Как известно, СП — это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему. СП слоя СПС отличаются той особенностью, что свет с одной СП претерпевает дифракционное отражение (эту СП мы будем называть дифракционной), а свет с другой СП — нет. При отсутствии поглощения эти СП ортогональны. Изучение зависимости эллиптичности СП от длины волны показывает, что если в частотной области первой ОСО изменение направления внешнего магнитного поля на обратное приводит к сравнительно малому изменению эллиптичности дифрагирующей СП (естественно, также другой СП), то в частотной области второй ОСО изменение направления внешнего магнитного поля на обратное приводит к изменению знака эллиптичности дифрагирующей СП. Таким образом, если в частном диапазоне первой ОСО эллиптичности дифрагирующих СП, при двух взаимно противоположных направлениях внешнего магнитного поля, практически совпадают, то в частном диапазоне второй ОСО — они практически ортогональны. Именно это и приводит к большим значениям необратимости прохождения в частотной области второй ОСО.

Выражаю благодарность рецензенту за ценные замечания направленные к улучшению статьи.

Список литературы

- [1] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. Пер. с англ. / Под ред. А.С. Сониной, М.: Мир, 1977.
- [2] Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.
- [3] Капустин А.П. Электрические и акустические свойства жидких кристаллов. М.: Наука, 1973.
- [4] Беляков В.А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М.: Наука, 1988.
- [5] Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. Пер. с англ. / Под ред. А.А. Веденова, И.Г. Чистякова. М.: Мир, 1980. 344 с.
- [6] Ерицян О.С. // Изв. АН АрмССР. Физика. 1978. Т. 13. С. 347–350.
- [7] Геворгян А.А. // Ученые записки ЕГУ. 1987. Вып. 2. С. 66–74.
- [8] Киеня В.А., Семченко И.В. // Кристаллография. 1994. Т. 39. Вып. 3. С. 514–518.

- [9] Вардамян Г.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С. и др. // Кристаллография. 1998. Т. 43. Вып. 5. С. 793–800.
- [10] Аракелян О.М., Геворгян А.А., Ерицян О.С. // Изв. НАН Армении. Физика. 2000. Т. 35. Вып. 5. С. 255–258.
- [11] Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Пер. с англ. М.: Мир, 1978.
- [12] Герритсен Г., Ямагучи Р. // УФН. 1972. Т. 107. С. 705–708.
- [13] Sunal Paul D., Lakhtakia A., Messier R. // Opt. Commun. 1998. Vol. 158. N 1–6. P. 119–126.
- [14] Rovira P.I., Yarussi R.A., Collins R.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. P. 1180–1182.
- [15] Hodgkinson I., Wu Q.H., Knight B., Lakhtakia A., Rovira P.I. // Appl. Opt. 2000. Vol. 39. P. 642.
- [16] Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
- [17] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
- [18] Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок, М.: Наука, 1988. 192 с.
- [19] Криччик Г.С. Физика магнитных явлений. М.: Изд-во МГУ, 1976. 367 с.
- [20] Еременко В.В., Харченко Н.Ф., Литвиненко Ю.Г., Науменко В.М. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков. Киев: Наукова думка, 1989. 264 с.
- [21] Влох О.Г. Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике. Львов: Вища школа, 1984. 156 с.
- [22] Каменский В.Г., Кац Е.И. // Опт. и спектр. 1978. Т. 45. С. 1106–1111.