

Физика

УДК 535+532.783

А. А. ГЕВОРГЯН

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ  
СВОЙСТВА МАГНИТОАКТИВНЫХ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ  
ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Приведены результаты исследования влияния магнитного поля на оптические свойства холестерических жидких кристаллов (ХЖК) с учетом магнитооптической активности. Показано, что внешнее магнитное поле приводит к смещению области селективного отражения (ОСО). Показано также, что в ХЖК во внешнем магнитном поле имеют место явления необратимости вращения поворота плоскости поляризации и необратимости кругового дихроизма. Рассмотрена роль диэлектрических границ, а также задача распространения света через трехслойную ячейку со слоем магнитоактивного ХЖК между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины при наличии внешнего магнитного поля. Показано, что если в ОСО наличие диэлектрических границ приводит к уменьшению влияния внешнего магнитного поля и величины необратимости, то вне ОСО оно приводит к увеличению изменения коэффициента прохождения и величины необратимости.

Влияние магнитного поля на оптические свойства ХЖК рассмотрено многими авторами (см., напр. [1], гл. 6, а также литературу к этой главе). Внешнее магнитное поле может привести к разнообразным оптическим эффектам. В работах [2, 3] изучено влияние внешнего магнитного поля на оптические свойства ХЖК с учетом магнитооптической активности. Показано, что в ХЖК во внешнем магнитном поле имеет место явление необратимости. Ниже будет показано, что влияние разных параметров на необратимость приводит к возникновению новых эффектов: увеличению эффекта необратимости, появлению дополнительных осцилляций и т. д.

1. Дисперсионное уравнение (при распространении монохроматической волны с частотой  $\omega$  вдоль оси спиральности) в случае наличия внешнего магнитного поля имеет вид

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_1 - k_m^2 - a^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_2 - k - a^2\right) - \left(2ak_m - \frac{\omega^2}{c^2}g\right)^2 = 0, \quad (1)$$

где  $a = 2\pi/\sigma$ ;  $\sigma$ —шаг спирали;  $g = g_z$ ;  $\mathbf{g}$ —вектор гирации;  $\epsilon_1, \epsilon_2$ —главные значения тензора диэлектрической проницаемости для ХЖК.

При отсутствии внешнего магнитного поля ( $g=0$ ) уравнение (1) принимает биквадратную форму относительно  $k_m$  и условие  $k_m=0$  приводит к нахождению частотных границ ОСО [4].

При наличии внешнего магнитного поля условие  $k_m=0$  не приводит к нахождению частотных границ ОСО, поскольку кривые зависимости реальных частей волновых чисел  $k'_m$  от  $\omega$  смещаются, причем резонансные волновые числа ( $k'_m$ ,  $m=3, 4$ ) смещаются в одну сторону перпендикулярно оси  $\omega$ , а нерезонансные ( $k'_m$ ,  $m=1, 2$ ) — в обратную сторону, тогда как смещение мнимых частей волновых чисел сравнительно мало.

Для выявления некоторых особенностей корней этого уравнения можно пользоваться приближенным решением этого уравнения. Параметр гирации  $g \sim H$  и при  $H \sim 10^6$  эрстед  $g \sim 10^{-4}$ . Учитывая, что  $g^2 \ll 1$ , из (1) получаем

$$k_{1,2} = \mp \left( a + \frac{\omega}{c} \beta_{1,2} \right),$$

$$k_{3,4} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\omega}{c} (\beta_1 - \beta_2) \pm \sqrt{-3 \frac{\omega^2}{c^2} (\beta_1^2 - \beta_2^2) + 4a^2 + 8 \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} + 2 \frac{\omega^2}{c^2} \beta_1 \beta_2 - 4 \frac{\omega}{c} a (\beta_1 + \beta_2)} \right],$$

где

$$\beta_{1,2} = \sqrt{\bar{\epsilon} \pm g + \Delta^2 / \left( 4 \frac{c^2}{\omega^2} a^2 + 4 \frac{c}{\omega} a \sqrt{\bar{\epsilon} \pm g \pm 2g} \right)},$$

$$\bar{\epsilon} = (\epsilon_1 + \epsilon_2) / 2, \quad \Delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / 2.$$

Как видно из формулы (2), изменение направления магнитного поля на обратное ( $g \rightarrow -g$ ) эквивалентно преобразованию

$$k_m(-g) = -k_{m'}(g), \quad m, m' = 1, 2 \text{ или } 3, 4; m \neq m'. \quad (3)$$

Это видно также из (1).

Волновые числа  $K_m$  в лабораторной системе равны:

$$K_m = k_m \pm a. \quad (4)$$

Следовательно, они тоже удовлетворяют преобразованию вида (3):

$$K_m(-g) = -K_{m'}(g), \quad m, m' = 1, 2, 3, 4 \text{ или } 5, 6, 7, 8; m \neq m'. \quad (5)$$

А так как волновые числа прямых волн (с положительным знаком) по абсолютной величине не равны волновым числам обратных волн (с отрицательным знаком), то при изменении направления внешнего магнитного поля на обратное происходит явление необратимости волн, т. е. набор волновых чисел в ХЖК, когда направление распространения падающего света и внешнего магнитного поля совпадают, отличается от набора волновых чисел, когда эти направления противоположны. Действительно, например, для нерезонансных волновых чисел имеем

$$K_1(g) = -\frac{\omega}{c} \beta_1, \quad K_1(-g) = -\frac{\omega}{c} \beta_2,$$

$$K_2(g) = \frac{\omega}{c} \beta_2, \quad K_2(-g) = \frac{\omega}{c} \beta_1,$$

$$K_3(g) = -\left(2a + \frac{\omega}{c} \beta_1\right), \quad K_3(-g) = -\left(2a + \frac{\omega}{c} \beta_1\right), \quad (6)$$

$$K_4(g) = \left(2a + \frac{\omega}{c} \beta_2\right), \quad K_4(-g) = \left(2a + \frac{\omega}{c} \beta_2\right),$$

а так как  $\beta_1 \neq \beta_2$  при  $g \neq 0$ , то прямые ( $K_m > 0$ ) и обратные ( $K_m < 0$ ) волны при совпадении направления падения света и внешнего магнитного поля отличаются от прямых и обратных волн, когда эти направления противоположны. Аналогичные соотношения имеют место для резонансных волновых чисел.

Как показывают численные расчеты по формуле (1), обе границы ОСО смещаются в сторону коротких волн, причем смещение пропорционально  $g^2$ , потому что и при  $g > 0$  и при  $g < 0$  они смещаются в одну и ту же сторону. Ширина же ОСО почти не меняется. Нужно отметить, что смещение ОСО очень незначительно, и даже при  $g = 0,1$  оно составляет всего 1,5 Å. А так как  $g \ll 1$ , то в реальном эксперименте смещение ОСО, обусловленное магнитоактивными свойствами ХЖК, не будет наблюдаться. Отметим, что приближенные выражения для корней уравнения (1) с большой точностью совпадают с точными расчетами. Относительная погрешность не превышает 0,3%. Отметим также, что все расчеты были выполнены для ХЖК состава холестерил-нонаноат: холестерил-хлорид: холестерил-ацетат—20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали  $\sigma = 0,42$  мкм,  $\epsilon_1 = 2,29$ ,  $\epsilon_2 = 2,143$ .

2. Рассмотрим нормальное падение света на слой ХЖК с планарной текстурой, находящейся во внешнем магнитном поле, параллельном оси спирали. Эта задача сводится к решению системы восьми линейных комплексных уравнений с восемью неизвестными. Она решена на ЭВМ.

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 кривой зависимости коэффициента отражения от длины волны. Это смещение, обусловленное только магнитооптической активностью ХЖК (в отличие от смещения, обусловленного изменением шага спирали), направлено в сторону коротких волн. Оно очень слабое и при  $g = \pm 0,1$  составляет всего 1,5 Å. На границах ОСО, где ширина максимумов коэффициента прохождения при определенных значениях параметра  $L\delta/\sigma$ , где  $L$ —толщина слоя ХЖК того же порядка, что и само смещение, внешнее магнитное поле приводит к 100%-ному изменению коэффициента прохождения  $\delta = \epsilon/\Delta$ .

Вычисления на ЭВМ показывают, что изменение коэффициента прохождения или коэффициента отражения под действием внешнего магнитного поля сильно зависит от параметра  $\alpha$  ( $\alpha = \sqrt{\bar{\epsilon}_1} / \sqrt{\bar{\epsilon}_2}$ ,  $\bar{\epsilon}$ —диэлектрическая проницаемость среды, окружающей с обеих сторон слой ХЖК). Поэтому будем в отдельности рассматривать случаи  $\alpha = 1$  (слой ХЖК находится в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = \bar{\epsilon}$ ) и  $\alpha \neq 1$  ( $\alpha = \sqrt{\bar{\epsilon}} = 1,4889$ —слой ХЖК находится в вакууме).

Внутри ОСО зависимость величины  $\Delta T_1 = T(0) - T(g)$ , где  $T(0)$ —коэффициент прохождения при отсутствии внешнего магнитного поля, а  $T(g)$ —коэффициент прохождения при наличии внешнего магнитного поля, от  $\lambda$  имеет линейный характер. На рис. 1а представлена зависимость  $\Delta T_1$  от длины волны внутри ОСО при различных значениях па-

раметров  $\alpha$  и  $g$ . Падающий на слой ХЖК свет имеет линейную поляризацию.

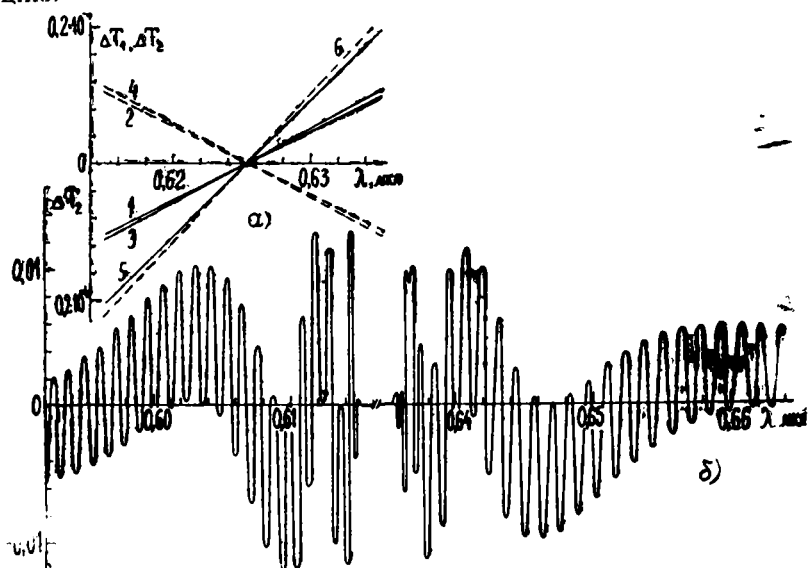


Рис. 1. а). Зависимость  $\Delta T_1$  (1—4) и  $\Delta T_2$  (5—6) от длины волны в ОСО.  $L=200$  мкм. 1.  $\alpha = \sqrt{\epsilon} = 1,4889$ ,  $g=10^{-4}$ ; 2.  $\alpha = \sqrt{\epsilon} = 1,4889$ ,  $g=-10^{-4}$ ; 3.  $\alpha=1$ ,  $g=10^{-4}$ ; 4.  $\alpha=1$ ,  $g=-10^{-4}$ . б) Зависимость  $\Delta T_2$  от длины волны при  $g=10^{-4}$ ,  $L=100$  мкм.

Вне ОСО зависимость  $\Delta T_1$  от  $\lambda$  имеет осцилляционный характер, причем период этих осцилляций, как и период осцилляции величин  $T$  и  $R$  вне ОСО зависит от параметра  $L\delta/\sigma$ . Эти осцилляции модулированы с периодом и амплитудой, изменяющимися с удалением от грани ОСО. Сравнение полученных результатов с результатами в случае, когда свет падает на полупространство с ХЖК, показывает, что эти осцилляции также, как и осцилляции  $T$  и  $R$  вне ОСО вызваны дифракцией света в ограниченном объеме. При  $\alpha=1$  величина  $\Delta T_1$  осциллирует в интервале  $0,2 \cdot 10^{-4} \div 10^{-7}$ , а при  $\alpha \neq 1$  — амплитуда этих осциллирующих резко увеличивается и на определенных длинах волн величина  $\Delta T_1$  становится того же порядка, что и само значение  $T$  ( $g=0,0001$ , смещение ОСО, обусловленное магнитооптической активностью ХЖК, практически отсутствует).

На рис. 2 приведены графики зависимости  $\Delta T_1$  от  $g$  для различных длин волн в случаях  $\alpha \neq 1$  и  $\alpha=1$ . Как видно из этих графиков, зависимость  $\Delta T_1$  от  $g$  внутри ОСО имеет линейный характер, причем на коротковолновой части ОСО с увеличением  $g$   $\Delta T_1$  линейно уменьшается, а на длинноволновой части ОСО с увеличением  $g$   $\Delta T_1$  линейно увеличивается.

Вне ОСО зависимость  $\Delta T_1$  от  $g$  при малых значениях последнего в зависимости от  $\lambda$  и параметра  $L\delta/\sigma$  монотонно увеличивается или монотонно уменьшается. При больших значениях  $g$   $\Delta T_1$  осциллирует. Период и амплитуда этих осцилляций зависят от  $\lambda$  и от параметров  $\alpha$  и  $L\delta/\sigma$ .

Сравнение полученных графиков показывает также:

1) вне ОСО отличие  $\alpha$  от единицы приводит к увеличению  $\Delta T_1$ , причем существенному — на определенных длинах волн и при определенных значениях  $g$  амплитуда осцилляции  $\Delta T_1$  в случае  $\alpha \neq 1$  в 100 раз больше, чем в случае  $\alpha=1$ ;

2) внутри ОСО отличие  $\alpha$  от единицы приводит к уменьшению  $\Delta T_1$ . Таким образом, отличие  $\alpha$  от единицы вне ОСО приводит к уве-

личению влияния внешнего магнитного поля, а внутри ОСО—приводит к его уменьшению.

Отметим также, что эти свойства ХЖК во внешнем магнитном поле могут найти практическое применение. Например, из рис. 2 видно, что вне ОСО зависимость  $\Delta T_1$  от  $g$  имеет осцилляционный характер. Это

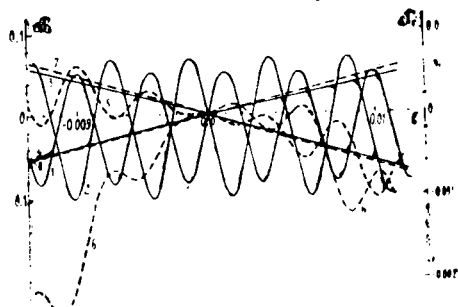


Рис. 2. Зависимость  $\Delta T_1$  от  $g$  при  $\alpha = -1$  (5—8) и при  $\alpha = \sqrt{\epsilon} = 1,4889$  (1—4).  $L=200$  мкм. 1, 5— $\lambda=0,600$  мкм; 2, 6— $\lambda=0,640$  мкм; 3, 7— $\lambda=0,620$  мкм; 4, 8— $\lambda=0,630$  мкм.

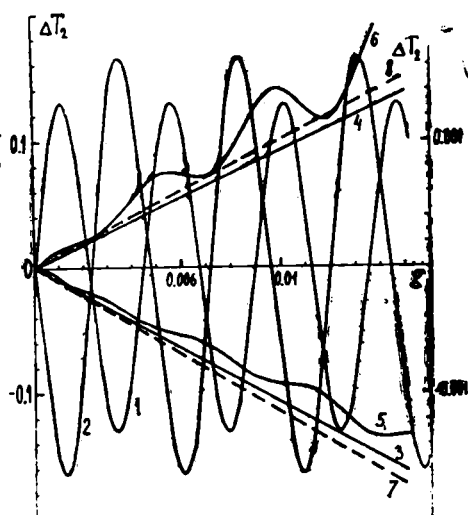


Рис. 3. Зависимость  $\Delta T_2$  от  $g$  при  $\alpha = 1$  (5—8) и при  $\alpha = \sqrt{\epsilon} = 1,4889$  (1—4).  $L=200$  мкм. Нумерация графиков та же, что и в подписи к рис. 2.

свойстве слоя ХЖК во внешнем магнитном поле может быть использовано для модуляции света по интенсивности.

3. Как уже отмечено выше, в ХЖК должно иметь место явление необратимости волн, которое приведет к тому, что проходящая интенсивность света при совпадении направлений падающего света и внешнего магнитного поля отличается от проходящей интенсивности, когда эти направления противоположны. Это не проявление кругового дихроизма, так как падающий на слой ХЖК свет имеет линейную поляризацию.

На рис. 16 приведен график зависимости величины  $\Delta T_2 = T(-g) - T(g)$  от длины волны при  $\alpha \neq 1$  ( $T(g)$ —коэффициент прохождения при совпадении направлений падающего света и внешнего магнитного поля, а  $T(-g)$ —коэффициент прохождения, когда эти направления противоположны).

Вне ОСО  $\Delta T_2$  осциллирует. Период и амплитуда этих осцилляций при данном значении параметра  $g$  зависят от параметра  $L\delta/\sigma$ . Эти осцилляции также являются следствием дифракции света в ограниченном объеме. Осцилляции модулированы с периодом и амплитудой, зависящих при данном значении  $g$  от параметров  $\alpha$  и  $L\delta/\sigma$  и изменяющихся с удалением от грани ОСО. В случае  $\alpha = 1$  зависимость  $\Delta T_2$  от  $\lambda$  вне ОСО тоже имеет осцилляционный характер, но в этом случае амплитуды этих осцилляций приблизительно в 1000 раз меньше, чем в случае  $\alpha \neq 1$ .

Внутри ОСО зависимость  $\Delta T_2$  от  $\lambda$  имеет линейный характер. На рис. 1а кр. 5 и 6 представляют зависимость  $\Delta T_2$  от длины волны внутри ОСО при  $\alpha \neq 1$  и  $\alpha = 1$  соответственно.

На рис. 3 приведены графики зависимости  $\Delta T_2$  от параметра  $g$  на различных длинах волн падающего света и в случаях  $\alpha = 1$  и  $\alpha \neq 1$ .

Внутри ОСО зависимость  $\Delta T_2$  от  $g$  имеет линейный характер (на длинах волн, близких к коротковолновой границе ОСО, с увеличением  $g$   $\Delta T_2$  линейно уменьшается, а на длинах волн, близких к длинноволновой границе ОСО, с увеличением  $g$   $\Delta T_2$  линейно увеличивается). Вне

ОСО зависимость  $\Delta T_2$  от  $g$  имеет осцилляционный характер. Период и амплитуда этих осцилляций зависят от  $\lambda$  и от параметров  $\alpha$  и  $L\delta/\sigma$ . Сравнение полученных результатов показывает также:

1) вне ОСО отличие  $\alpha$  от единицы приводит к увеличению величины необратимости прохождения (амплитуда осцилляций  $\Delta T_2$  в случае  $\alpha=1$  приблизительно в 100 раз меньше, чем в случае  $\alpha \neq 1$ ), благодаря чему на определенных длинах волн величина  $\Delta T_2$  становится того же порядка, что и само  $T$ . Это дает возможность сравнительно легко экспериментально обнаружить явление необратимости в ХЖК;

2) внутри ОСО отличие  $\alpha$  от единицы приводит к уменьшению  $\Delta T_2$ . Свойством необратимости обладает также коэффициент отражения.

Рассмотрим поведение величин  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  в двух предельных случаях:

1) в пределе Могена, когда  $\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \gg \left(\frac{4\pi}{\sigma\delta}\right)^2$ , т. е. в случае очень малых длин волн величины  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  осциллируют. Амплитуда этих осцилляций при  $\alpha \neq 1$  порядка  $10^{-1} \div 10^{-3}$ , а при  $\alpha=1$  —  $10^{-5} \div 10^{-7}$  ( $g=10^{-4}$ );

2) в предельном случае очень больших длин волн, когда  $\frac{\omega^2}{c^2} \ll \left(\frac{4\pi\delta}{\sigma}\right)^2 \cdot \bar{\epsilon}$ , величины  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  в зависимости от  $\lambda$  монотонно увеличиваются или монотонно уменьшаются. При  $\alpha \neq 1$  они порядка  $10^{-6} \div 10^{-7}$ , а при  $\alpha=1$  —  $10^{-8} \div 10^{-9}$  ( $g=10^{-4}$ ).

4. Рассмотрим необратимость вращения плоскости поляризации и кругового дихроизма (КД) в ХЖК при наличии внешнего магнитного поля. Как известно, вращение плоскости поляризации при прохождении света через слой ХЖК приблизительно определяется по формуле [1]:

$$\varphi = \frac{1}{2} \left\{ (k^- + 2a)L + \arctg \left[ \frac{k^- + a^2 - \kappa^2}{2k^- - L} \right] \right\}. \quad (7)$$

где  $k^-$  и  $k^+$  — резонансные и нерезонансные волновые числа;  $\kappa = \frac{\omega}{c} \sqrt{\bar{\epsilon}}$ .

При наличии внешнего магнитного поля волновые числа удовлетворяют условию (3). А это означает, что при изменении направления внешнего магнитного поля на обратное,  $\varphi$  переходит на некоторый  $\varphi'$ , причем  $|\varphi| \neq |\varphi'|$ , т. е. вращение плоскости поляризации при совпадении направлений падения света и внешнего магнитного поля отличается от вращения плоскости поляризации, когда эти направления противоположны. Так как направление вращения, обусловленное магнитоактивностью ХЖК, зависит от направления внешнего магнитного поля, то в одном случае оно складывается с вращением, обусловленным спиральностью ХЖК, в противном случае — вычитается и получается указанная необратимость вращения плоскости поляризации. Точные вычисления на ЭВМ дают, например, такой результат: при параметрах  $\epsilon_1=2,29$ ,  $\epsilon_2=2,143$ ,  $L=200$  мкм,  $\sigma=0,42$  мкм,  $g=0,1$ , на длине волны  $\lambda=0,6150$  мкм  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi' = 0,227$  рад.

На рис. 4 представлена зависимость КД от длины волны, когда свет проходит через трехслойную ячейку со слоем ХЖК, при отсутствии поглощения (кр. 1), при наличии постоянного поглощения (кр. 2), при наличии анизотропного дисперсионного поглощения (кр. 3 и 4).

Вычисления на ЭВМ показывают, что величина КД ХЖК во внешнем магнитном поле тоже обладает свойством необратимости, т. е. величина КД при совпадении направлений распространения света и внешнего магнитного поля отличается от величины КД, когда эти направления противоположны. Необратимость КД в ОСО почти постоянна, а вне ОСО осциллирует.

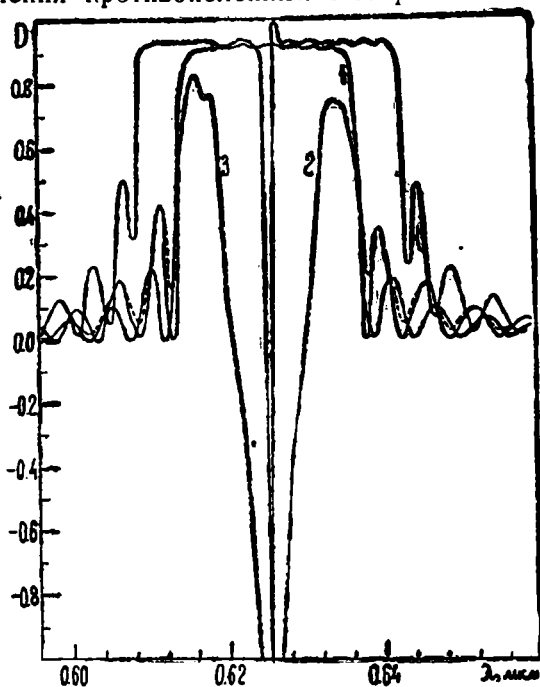


Рис. 4. Зависимость КД от длины волны при наличии дисперсионного поглощения [5]:  $\epsilon_1(\omega) = \epsilon_1 + \Delta\epsilon(\omega) \cdot u_1$ ,  $\epsilon_2(\omega) = \epsilon_2 + \Delta\epsilon(\omega) \cdot u_2$ ,  $\Delta\epsilon(\omega) = A / [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega]$ ,  $A = 2 \cdot 10^{28} \text{с}^{-2}$ ,  $\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi/\lambda$ ,  $\omega_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = \sigma(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})/2$ ,  $L = 20 \text{ мкм}$ . Толщины стеклянных подложек трехслойной ячейки:  $L_1 = L_2 = 1000 \text{ мкм}$ ,  $n_1 = n_2 = 1,5$  — показатель преломления стекол. 1.  $u_1 = 0$ ,  $u_2 = 0$ ; 2.  $u_1 = 0$ ,  $u_2 = 1$ ; 3.  $u_1 = 1$ ,  $u_2 = 0$ . Штриховая кривая соответствует зависимости КД от длины волны при постоянном изотропном поглощении:  $\epsilon_1'' = \epsilon_2'' = 10^{-3}$ .

При удалении от ОСО эти осцилляции затухают. Наличие диэлектрических границ приводит к увеличению эффекта необратимости КД.

5. Рассмотрим нормальное падение света на трехслойную ячейку (слой планарной текстуры ХЖК между стеклянными пластинками конечной толщины), находящуюся во внешнем магнитном поле, параллельном оси спирали. Эта задача соответствует реальной экспериментальной ситуации [6]. Решение этой задачи сводится к решению 16 линейных комплексных уравнений с 16-ю неизвестными. Вычисления, сделанные с помощью ЭВМ, показывают, что в этом случае величина необратимости прохождения  $\Delta T_2$  вне ОСО приобретает дополнительные осцилляции, связанные с многократными отражениями в стеклянных пластинках. Изменение же  $\Delta T_2$  в ОСО сравнительно мало, т. е. многократные отражения в стеклянных пластинках в ОСО мало влияют на оптические характеристики ХЖК, в частности, на  $\Delta T_2$ .

На рис. 5 приведен график зависимости изменения коэффициента отражения при изменении направления внешнего магнитного поля на обратное (при неизменном направлении распространения падающего света) от параметра гирации. Так как изотропные пластинки не обладают свойством собственного вращения, они не играют роли в появлении необратимости. Поэтому для простоты их магнитооптическая активность не учтена. Как видно из этого рисунка, разность  $\Delta R_2 = +R(g) - R(-g)$  с изменением напряженности внешнего поля (т. е.  $g$ ) осциллирует. Период осцилляции равен  $g \approx 0,004$ . Осцилляции же модулированы с периодом, почти в 20 раз большим, чем указанный.

Рассмотрим некоторые особенности заполненного ХЖК резонатора Фабри-Перо (РФП) во внешнем магнитном поле. Как уже отмечено выше, в пункте 3 отличие параметра  $\alpha$  от единицы приводит к увеличению эффекта необратимости прохождения  $\Delta T_2$ , и на своих некоторых

максимумах он становится того же порядка, что и сам коэффициент прохождения  $T$ . Однако в случае заполненного ХЖК РФП, когда  $\alpha = \frac{1}{2} \pi \gamma$  ( $\gamma$  — коэффициент отражения зеркал) больше отличается от единицы, не происходит дальнейшего увеличения необратимости прохождения. Наоборот, происходит некоторое уменьшение величины необратимости прохождения на максимумах прохождения РФП с ХЖК. На промежуточных длинах волн  $\Delta R_2$  практически не отличается от нуля. Эти свойства связаны с резким увеличением френелевских отражений в РФП с ХЖК; интенсивность мало меняется при каждом отражении внутри слоя ХЖК, поэтому прямое и обратное направления распространения оказываются приблизительно эквивалентными друг другу.

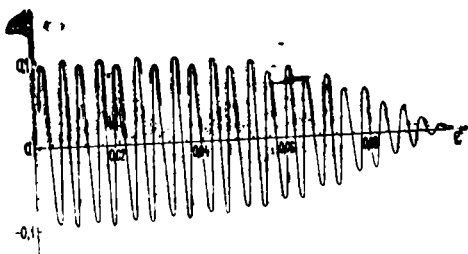


Рис. 5. Зависимость  $\Delta R_2 = R(g) - R(-g)$  от  $g$  при прохождении света через трехслойную ячейку со слоем ХЖК при  $\lambda = 0,615$  мкм.  $L = 200$  мкм. Толщины стеклянных пластинок  $L_1 = L_2 = 1000$  мкм,  $n_1 = n_2 = 1,5$  — показатель преломления стёкол.

Кафедра общей физики

Поступила 20.11.1986

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В. А., Социн А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, 360 с.
2. Ерицян О. С. Необратимость в магнитооптике холестерических жидких кристаллов.— Тез. докл. всесоюзного научно-технического совещания: Взаимодействие лазерного излучения с жидкими кристаллами. Дилижан: 1978, с. 43.
3. Ерицян О. С. К оптическим свойствам холестерических жидких кристаллов при наличии магнитного поля.—Междуз. сб.: Жидкие кристаллы. Иваново: 1977, с. 89—93.
4. Геворгян А. А., Ерицян О. С. Особенности брэгговского отражения в диспергируемых холестерических жидких кристаллах.—Тез. докл. IV Междунар. конф. соц. стран по жидким кристаллам. Тбилиси: 1981, с. 409—410.
5. Геворгян А. А. Взаимодействие дисперсионного анизотропного поглощения на дихроизм слоя холестерического жидкого кристалла в трехслойной ячейке.—Тез. докл. юбилейной науч. конф. молодых уч., посвященной 60-летию образования СССР. Ер.: 1982, с. 88.
6. Аракелян С. М. и др. Оптические характеристики слоя холестерического жидкого кристалла; в диэлектрических обкладках конечной толщины; анализ для заполненного резонатора Фабри—Перо.—Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 5, с. 972.

#### Ա մ փ ն փ ու լ մ

Բերված են մազնիսակտիվ խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի (ԽՀՔ) վրա մազնիսական դաշտի ազդեցության ուսումնասիրության արդյունքները: Ցույց է տված, որ արտաքին մազնիսական դաշտը տեղաշարժում է բրեգյան անդրադարձման տիրույթը: Ցույց է տված նաև, որ արտաքին մազնիսական դաշտում գտնվող ԽՀՔ-ում տեղի ունի բևեռացման հարթության պտույտի և շրջանային դիֆրոիզմի անդարձելիություն: Քննարկված է դիէլեկտրիկ սահմանների դերի հարցը, ինչպես նաև արտաքին մազնիսական դաշտում գրտնրվող ԽՀՔ-ի եռաշերտ բջջով լույսի տարածման խնդիրը: Ցույց է տված, որ



*ԷՔԵ բրեգյան անդրադարձման տիրույթում դիէլեկտրիկ սահմանների առկայությունը հանգեցնում է անդարձելիության փոքրացման, ապա այդ տիրույթից դուրս այն հանգեցնում է անդարձելիության մեծացման:*

## Summary

The results of investigations of the influence of the magnetic field on magnetically active cholesteric liquid crystal (CLC) have been brought in the paper. It has been shown that due to the external magnetic field some displacement of Bragg reflection range takes place. It has also been shown that in CLC in the magnetic field unreversibility of polarization rotation plane and of circular dichroism exists. The role of the dielectric boundaries and the light propagation problem through the three-layer CLC cell in a magnetic field has been considered. It has been shown that in Bragg range the presence of the dielectric boundaries brings a decrement of the reflection magnitude, while off this range the reflection increases.