

УДК 538.61

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В СИТУАЦИИ ДИФРАКЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ

О.С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июля 1994 г.)

Рассмотрено распространение света вдоль оси холестерического жидкого кристалла в присутствии продольного магнитного поля. Показано, что возникшая при этом магнитооптическая активность приводит, наряду с известной ранее необратимостью волн, также к возникновению их эллиптической поляризации в ситуации дифракционного отражения. Обсуждена картина отсутствия потока энергии.

1. Введение

Внешнее магнитное поле, наряду с влиянием на структуру холестерического жидкого кристалла (ХЖК) [1,2] (изменение шага спирали, превращение нерегулярно неоднородных образцов в регулярную спиральную структуру, искажение спиральной структуры), приводит также к возникновению магнитооптической активности. Последняя, в смысле изменения вращательной способности ХЖК, может и не считаться существенной из-за огромной естественной вращательной способности этих сред. Однако магнитооптическая активность приводит к существенным изменениям в характере распространения волны. К ним относится необратимость волн в ХЖК [3], установленная ранее для однородных естественно гиротропных сред в магнитном поле [4].

В настоящей работе рассматривается влияние магнитооптической активности на поляризацию волн в ХЖК в ситуации дифракционного отражения. В такой ситуации, в отсутствие магнитооптической активности, имеет место параллельность суммарного электрического и магнитного полей* (чем и обусловлено дифракционное отражение - отсутствие потока энергии), имеющих линейную поляризацию. Магнитооптическая активность, как показано ниже, приводит к изменению поляризации и взаимной ориентации полей. Показано, что при этом состоянии дифракционного отражения, т.е., состоянии отсутствия потока энергии, не нарушается, а меняется физическая картина дифракционного отражения.

* Суммарное поле складывается из полей восьми циркулярно поляризованных волн [7]. Параллельность полей - результат двух факторов: а) возникновения стоячей волны; б) нарушения перпендикулярности полей своим ротором в присутствии гиротропии (подробнее см. [4]).

2. Предварительные соотношения

Пусть световая волна с частотой ω распространяется вдоль оси ХЖК (ось z), параллельно которой приложено постоянное магнитное поле. Представим поле $\vec{E}(z, t)$ волны в виде [5, 6, 3]:

$$\begin{pmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos az & \sin az \\ -\sin az & \cos az \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sum_m \mathcal{E}_{mx} e^{i(k_m z - \omega t)} \\ \sum_m \mathcal{E}_{my} e^{i(k_m z - \omega t)} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_{mx} e^{i(k_m z - \omega t)}$, $\mathcal{E}_{my} e^{i(k_m z - \omega t)}$ компоненты поля, отнесенные к осям x', y' системы координат x', y', z , оси которой x', y' поворачиваются вместе со структурой, оставаясь при любом z параллельными главным направлениям тензора диэлектрической проницаемости ХЖК; z ($\epsilon_{xx} = \epsilon_1$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_2$); $K_m = 2\pi/\lambda_m$, - пространственный период изменения поля в системе x', y', z . Представив $\vec{D}(z, t)$ индукцию и магнитное поле $\vec{H}(z, t)$ волны в аналогичном виде, из волнового уравнения и материальных уравнений

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} + i[\vec{g} \vec{E}] \\ \vec{B} &= \vec{H} \end{aligned} \quad (2)$$

(\vec{g} - вектор гирации, ответственный за магнитооптическую активность и параллельный оси z) получаем уравнения для K_m в следующем виде:

$$\begin{aligned} K_m^4 - \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 + 2a^2 \right) K_m^2 - 4a \frac{\omega^2}{c^2} g K_m + \\ + \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - a^2 \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - a^2 \right) - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 \right] = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

($a = 2\pi/\sigma$, σ - шаг спирали) и следующие соотношения между компонентами амплитуд :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{my} &= i \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a^2}{2aK_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{mx}, \\ \mathcal{E}_{mx} &= -i \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2}{2aK_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{my}. \end{aligned} \quad (4)$$

3. Рассмотрение эффектов, вносимых магнитооптической активностью

а) Корни $K_{3,4}$ на границах области дифракционного отражения.

Уравнение (5) имеет четыре корня. Двум из них (K_1, K_2) соответствует волна с недифрагирующей поляризацией, а двум остальным (K_3, K_4) - с

дифрагирующей поляризацией [7,8]. Внутри области дифракционного отражения $K_{3,4}$ мнимы, а на ее границах равны нулю*. Магнитное поле смещает ветви дисперсионного уравнения на величину, пропорциональную первой степени параметра g магнитооптической активности [9], по этому можно ожидать, что искомые корни $K_{3,4}$, равны нулю при $g=0$ на границах области дифракционного отражения, будут представлять собой величины, пропорциональные первой степени g . Тогда, пренебрегая старшим членом уравнения (3) как величиной, пропорциональной g^4 , из (3) получаем квадратное уравнение, а из требования совпадения двух корней (что имеет место на частотных границах области дифракционного отражения) приходим к следующим значениям для границ частотной области дифракционного отражения ω_1, ω_2 :

$$\omega_{1,2} = \omega_{1,2}^{(0)} \left(1 + \frac{g^2}{2\varepsilon_{1,2}^2 (3 + \varepsilon_{2,1} / \varepsilon_{1,2})} \right), \quad (5)$$

где $\omega_{1,2}^{(0)}$ -соответствующие частоты при $g=0$ ($\omega_{1,2}^{(0)} = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_{1,2}}}$). Кратные корни имеют при этом вид:

$$K_{3,4} = \frac{-2ag}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 + 2a^2} \quad (6)$$

Из (6) и (5) приходим к значениям $K_{3,4}$ на частотах, $\omega = \omega_1, \omega = \omega_2$, ограничиваясь линейными по g членами:

$$K_{3,4}(\omega_1) = - \frac{2ag}{3\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad (7a)$$

$$K_{3,4}(\omega_2) = - \frac{2ag}{\varepsilon_1 + 3\varepsilon_2} \quad (7b)$$

Таким образом, в отличие от случая отсутствия магнитооптической активности, в ее присутствии z -компоненты волновых векторов $K_{3z}^{\pm} = K_{3z} \pm a$, $K_{4z}^{\pm} = K_{4z} \pm a$, соответствующих дифрагирующей поляризации, не равны численно $a=2\pi/\sigma$ на границах области дифракционного отражения (т.к. $K_{3,4} \neq 0$), а отличаются от $a=2\pi/\sigma$ на величину, пропорциональную g . Другими словами, пространственный период (длина волны) дифрагирующей волны больше не равен удвоенному пространственному периоду (в данном случае шагу спирали) среды, как это обычно бывает при Брэгговском отражении прямо назад.

б) Поляризация волн

На частоте ω_1 из (4), (5), (6), (7) получаем

$$E_{3,4y}(\omega_1) = i \frac{g}{3\varepsilon_1 + \varepsilon_2} E_{3,4x}(\omega_1), \quad (8)$$

* Корни, соответствующие дифрагирующей поляризации, отличны от нуля на любой частоте.

на частоте ω_2 -

$$E_{3,4x}(\omega_2) = -i \frac{g}{3\epsilon_2 + \epsilon_1} E_{3,4y}(\omega_2). \quad (9)$$

При $g=0$ следует известный результат [10]: на частоте ω_1 имеем $E_{3,4y}=0$ (т.е., поле волны с дифрагирующей поляризацией везде направлено вдоль оси x'), на частоте ω_2 - поле направлено вдоль оси y' . Магнитное поле, согласно (8), (9) меняет такую структуру поля, внося эллиптичность, из-за чего появляются компоненты $E_{3,4y} \neq 0$ на частоте ω_1 и компоненты $E_{3,4x} \neq 0$ на частоте ω_2 .

в) Поток энергии

Для компонент магнитного поля $H'_{3,4x}$, $H'_{3,4y}$, отнесенных к осям x' , y' , с помощью уравнения $\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ получаем следующие уравнения на частоте ω_1 (преобразуя \vec{E} , \vec{H} по (1), т.е. перейдя к компонентам $E_{mx,y}$, $H'_{mx,y}$ отнесенным к осям x' , y'):

$$H'_{3,4x} = -\frac{iac}{\omega_1} \mathcal{E}_{3,4x},$$

$$H'_{3,4y} = \frac{ac}{\omega_1} \frac{g}{3\epsilon_1 + \epsilon_2} \mathcal{E}_{3,4x}. \quad (10)$$

На частоте ω_2 получаем аналогично:

$$H'_{3,4x} = -\frac{ac}{\omega_2} \frac{g}{3\epsilon_2 + \epsilon_1} \mathcal{E}_{3,4y},$$

$$H'_{3,4y} = -\frac{iac}{\omega_2} \mathcal{E}_{3,4y}. \quad (11)$$

Из (8)-(11) при $g=0$ следует, что, как уже отмечено, электрическое и магнитное поля имеют либо x' -компоненту (когда $\omega=\omega_1$), либо y' -компоненту (когда $\omega_1=\omega_2$).*

Если же имеется магнитооптическая активность, то согласно (8)-(11) на частотах $\omega_{1,2}$ отличны от нуля как x' -компоненты полей, так и y' -компоненты полей. На этих частотах z -компонента вектора Пойтинга имеет вид:

$$S_z = A(\cos^2 \omega t - \sin^2 \omega t), \quad (12)$$

где A пропорционально g . S_z не равно нулю в отличие от случая отсутствия магнитооптической активности. Тем не менее, усредненный по периоду световой волны поток энергии, которым и следует пользоваться, когда среда гиротропна [11], равен нулю, что непосредственно следует из (12):

$$\bar{S}_z = 0. \quad (13)$$

* Поэтому нет потока энергии: z -компонента вектора Пойтинга тождественно равна нулю.

Таким образом, магнитооптическая активность, нарушая параллельность полей, приводит к тому, что на частотных границах области дифракционного отражения мгновенное значение потока энергии перестает быть равным нулю, но его значение, усредненное по периоду световой волны, в силу присутствия разности фаз между полями, остается равным нулю - в соответствии с самим смыслом дифракционного отражения назад.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Блинов. Электро и магнитооптика жидких кристаллов. М., Наука, 1978.
2. P. G. De Gennes. Sol. St. Commun., vol. 6, p. 163 (1968).
3. О. С. Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
4. О. С. Ерицян. УФН, 138, с. 645 (1982).
5. C. W. Ossen. Trans. Farad. Soc., vol. 29, p. 883 (1933).
6. А. С. Сонин. Введение в физику жидких кристаллов. М., Наука, 1983.
7. Е. И. Кац. ЖЭТФ, 59, с. 1854, (1970).
8. В. А. Беляков, А. С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
10. О. С. Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 13, 83 (1978).
- 11 В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1979.

MAGNETOOPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS IN DIFFRACTED REFLECTION SITUATION

H. (O.) S. ERITSYAN

The light propagation along the axis of cholesteric liquid crystals in the presence of longitudinal magnetic field is considered. It is shown that the originated magneto-optical activity leads to the elliptic polarization in the presence of diffracted reflection in parallel with earlier known wave irreversibility. The energy flux' absence pattern is discussed.

ԽՈՆԵՍՏԵՐԻԿԱՅԻՆ ՇԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԱՆԴՐԱՂԱՐՁՄԱՆ ԻՐԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ մագնիսաօպտիկական ակտիվության առկայության պայմաններում դիֆրակցիոն անդրադարձման դեպքում էներգիայի հոսքի ակնթաղթային արժեքը զրոյի հավասար չէ. զրոյի է հավասար նրա միջին արժեքը: Մեկնաբանված է քննարկված միջավայրի այդ հատկությունը: