Известия НАН Армении, Физика, т.38, №3, с.151-162 (2003)

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПИРАЛЬНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕД ПРИ НАЛИЧИИ ГИПЕРЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 сентября 2002 г.)

Рассмотрено отражение и прохождение света через слой спиральной периодической среды, находящейся в продольном гиперзвуковом поле. В приближении теории возмущений рассмотрен случай, когда среда периодична. Показано, что появляются области дифракционного отражения разного характера: области дифракционного отражения (ОДО), обусловленные спиральностью среды, ОДО, обусловленные слоистостью среды, а также области, обусловленные и спиральностью, и слоистостью среды. Приведены результаты сравнения с численным решением задачи по точной теории. Исследованы также особенности поляризационных характеристик этих систем.

Введение

В связи с широким применением спиральных периодических сред (СПС) в электро- (магнито-, акусто-) оптических устройствах представляет существенный интерес изучение влияния внешних полей на оптические свойства СПС (холестерических жидких кристаллов (ХЖК), хиральных смектиков и т.д.). В основе такого влияния лежит анизотропия локальной диэлектрической (магнитной) восприимчивости СПС, которая при наложении внешнего поля приводит к силам, искажающим структуру СПС. Изменение же структурных свойств в свою очередь отражается на оптических характеристиках СПС. Проявления воздействия внешних полей на структуру (а следовательно, и на оптические свойства) весьма разнообразны. Общепринятая классификация этих эффектов следующая [1]: 1) эффекты, обусловленные изменением шага спирали; 2) эффекты, обусловленные изменением текстур и проводимостью. Кроме этих основных изменений структуры, которые приводят к наиболее интересным и практически важным эффектам, для ХЖК существенны эффекты в тонких слоях, когда нельзя пренебречь влиянием поверхности на параметры (в частности, на шаг спирали).

Среди других внешних воздействий на оптические свойства ХЖК сильно влияют механические поля. Они могут создаваться как механическими деформациями, так и возникать при распространении через ХЖК ультразвука. Взаимодействие световых и ультразвуковых волн в кристаллах находит широкое применение для управления параметрами световых пучков и исследования физических свойств вещества. Влияние внешних полей на оптические свойства ХЖК рассмотрено в работах [1-19] (см. также литературу, цитированную в них). В работе [12] рассмотрено ориентационное воздействие световой волны на холестерическую мезофазу. Показано, в частности, что световая волна также приводит к модуляции параметров среды. Ниже приведены результаты по изучению влияния продольной гиперзвуковой волны на оптику ХЖК: обобщаются результаты, полученные в работе [20], и приводятся результаты сравнения с численными результатами по точной теории прохождения света через неоднородный слой.

Гиперзвуковая волна вызывает изменение главных значений локального тензора диэлектрической проницаемости (фотоупругий эффект) и шага спирали. При этом среда становится также слоистой с периодом слоистости, равным длине гиперзвуковой волны. Это периодическое возмущение изменяется как в пространстве, так и во времени. В частности, если гиперзвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью гиперзвука. Поскольку скорость гиперзвука на много порядков меньше скорости света, периодическое возмущение, вызванное гиперзвуком, можно считать стационарным и в волновом уравнении пренебречь зависимостью параметров среды от времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах.

Отметим, что отличие настоящей задачи от упомянутых выше в [1-19] формально заключается в наличии двух периодов неоднородности – неискаженного шага спирали и длины гиперзвуковой волны. При соответствующем подборе этих периодов рассмотрение можно свести к [7,8]. В общем случае этого делать нельзя. Это связано с тем, что рассматриваемая здесь среда, вообще говоря, может быть и непериодичной, что имеет место, когда отношение двух упомянутых периодов невозможно представить в виде отношения двух целых чисел.

Новые области дифракционного отражения

Будем считать, что модуляция создается плоской гиперзвуковой волной и что, следовательно, в среде реализуется брэгговский режим дифракции. Плоская гиперзвуковая волна распространяется вдоль оси z. Это приводит к тому, что главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и $a = 2\pi / \sigma$ (σ – шаг спирали) уже не постоянны и изменяются в зависимости от z и t. Применяя континуальную теорию для холестериков в гиперзвуковом поле, в линейном приближении получаем:

$$a(z,t) = a_0 + a_c(t)\cos bz + a_s(t)\sin bz,$$
$$\varepsilon_1(z,t) = \varepsilon_{10} + \varepsilon_{1c}(t)\cos bz + \varepsilon_{1s}(t)\sin bz, \qquad (1)$$
$$\varepsilon_2(z,t) = \varepsilon_{20} + \varepsilon_{2c}(t)\cos bz + \varepsilon_{2s}(t)\sin bz,$$

где $a_0 = 2\pi / \sigma_0$, $\sigma_0, \varepsilon_{10}, \varepsilon_{20}$ – соответствующие параметры невозмущенной спирали, $b=2\pi/\Lambda$, Λ – длина гиперзвуковой волны (аналогичные вычисления для холестериков во внешних (электрическом, магнитном, тепловом и мощном световом) полях представлены соответственно в работах [19,12]). Такие соотношения получаются в предположении, что в среде распространяются две волны, модулирующие параметры среды, – прямая и обратная волны. Из (1) для угла между направлениями директора и осью x лабораторной системы координат имеем

$$\varphi(z,t) = a_0 z + a_c(t)\cos bz / b + a_s(t)\sin bz / b. \qquad (2)$$

Из (1) и (2) следует, что диэлектрическая проницаемость в этом случае, вообще говоря, не является периодической функцией координат. Легко убедиться, что при замене z на $z+\Delta z$ (Δz – пространственный период среды) $\varphi(z,t)$ заменяется на $\varphi(z,t) + 2\pi n$ (n – целое число), если $b\Delta z = 2\pi m_1$, а $a_0 \Delta z = \pi m_2$, т.е. при

$$b(2a_0) = m_1 / m_2, \qquad (3)$$

где m_1 и m_2 – целые числа. Нами будет рассмотрен общий случай, безотносительно к выполнению соотношения (3).

Переходя к поворачивающейся вместе с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости системе координат и подставляя (1) в волновое уравнение, будем искать поле в виде

$$E(z,t) = E^{(0)}(z,t) + E^{(1)}(z,t) = \sum_{m=1}^{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [E_{mn} \exp i(k_{mn} z - \omega t)]. \qquad (4)$$

Тогда получаем:

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{10} - k_{mn}^2 - a_0^2 - \frac{a_{1c}^2}{2} - \frac{a_{1s}^2}{2}\right) E_{mnx} + 2ia_0 k_{mn} E_{mny} - \left(a_0 a_{1c} - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{1c}}{2}\right)(E_{mn-1x} +$$
$$+ E_{mn+1x}) + i\frac{a_{1c}a_{1s}}{2}(E_{mn-2x} - E_{mn+2x}) + i\left(a_0 a_{1s} - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{1s}}{2}\right)(E_{mn-1x} - E_{mn+1x}) +$$
$$+\left(-\frac{a_{1c}^2}{4} + \frac{a_{1s}^2}{4}\right)(E_{mn-2x} + E_{mn+2x}) + ia_{1c}(k_{mn-1}E_{mn-1y} + k_{mn+1}E_{mn+1y}) + \frac{a_{1s}b}{2} \times$$
$$\times (E_{mn-1y} + E_{mn+1y}) + a_{1s}(k_{mn-1}E_{mn-1y} - k_{mn+1}E_{mn+1y}) + \frac{ia_{1c}b}{2}(E_{mn-1y} - E_{mn+1y}) = 0,$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{20}-k_{mn}^2-a_0^2-\frac{a_{1c}^2}{2}-\frac{a_{1s}^2}{2}\right)E_{mny}-2ia_0k_{mn}E_{mnx}-\left(a_0a_{1c}-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{2c}}{2}\right)(E_{mn-1y}+$$

$$+E_{mn+1y})+i\frac{a_{1c}a_{1s}}{2}(E_{mn-2y}-E_{mn+2y})+i\left(a_0a_{1s}-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{2s}}{2}\right)(E_{mn-1y}-E_{mn+1y})+ \tag{5}$$

$$+\left(-\frac{a_{1c}^2}{4}+\frac{a_{1s}^2}{4}\right)(E_{mn-2y}+E_{mn+2y})-ia_{1c}(k_{mn-1}E_{mn-1x}+k_{mn+1}E_{mn+1x})-\frac{a_{1s}b}{2}\times$$

$$\times(E_{mn-1x}+E_{mn+1x})-a_{is}(k_{mn-1}E_{mn-1x}-k_{mn+1}E_{mn+1x})-\frac{ia_{1c}b}{2}(E_{mn-1x}-E_{mn+1x})=0$$

для любого k_{mn}. Здесь $k_{mn}=k_{m0}+nb$ ($n=\pm1, \pm2, \pm3, \ldots$). Таким образом, в среде возбуждается бесконечное число волновых мод. Однако, как известно [21], не все амплитуды этих мод E_{mnx}, E_{mny} связаны между собой. Оказывается, что наиболее сильно связаны только амплитуды E_{m0x}, E_{m0y} и E_{mnx}, E_{mny} со всевозможными значениями n. Физически это означает, что между составляющими $E_{m0x,y}$ и $E_{mnx,y}$ имеется резонансная связь и что вместе с амплитудой $E_{m0x,y}$ значительно отличается от нуля амплитуда $E_{mnx,y}$ при условии, что остальные амплитуды практически не отличаются от нуля. Применим к полученной таким образом системе (5) теорию возмущений [20]. Малыми параметрами при применении теории возмущений считаются отклонения компонент тензора диэлектрической проницаемости и величины $a(z,t)$ от значений, которые имеют эти величины в отсутствие модуляции параметров среды. Кроме того, для применимости теории возмущений необходимо, чтобы амплитуды мод E_{mnx}, E_{mny} были намного меньше по сравнению с основной модой E_{m0x}, E_{m0y}.

В нулевом приближении, пренебрегая всеми величинами, пропорциональными параметрам модуляции ($a_{c,s}$, $\varepsilon_{1c,s}$, $\varepsilon_{2c,s}$), и всеми амплитудами, кроме E_{m0x} и E_{m0y}, получаем, что поле в среде имеет вид

$$E^{(0)}(z,t)=\sum_{m=1}^{4}[E_{m0}\exp i(k_{m0}z-\omega t)]\,, \tag{6}$$

а волновые числа k_{m0} определяются выражением $k_{m0}=2\pi\sqrt{\varepsilon_m^0}\,b^{\pm}/\lambda$, где $b^{\pm}$ определяются согласно

$$b^{\pm}=\sqrt{1+\chi^2-\delta_0\pm\gamma}\,,\qquad (\gamma=\sqrt{4\chi^2+\delta_0^2}\,,\quad \delta_0=\frac{\varepsilon_{10}-\varepsilon_{20}}{\varepsilon_{10}+\varepsilon_{20}}\,,$$

$$\chi=\frac{\lambda}{\sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}}\,,\qquad \varepsilon_m^0=\frac{\varepsilon_{10}+\varepsilon_{20}}{2})\,.$$

В первом приближении, предполагая, что вместе с $E_{m0x,y}$ отличны от нуля $E_{m1x,y}$, и пренебрегая всеми другими амплитудами и ограничиваясь линейными по малым параметрам $a_{c,s}$, $\varepsilon_{1c,s}$, $\varepsilon_{2c,s}$ членами, получаем, что возникают новые области дифракционного отражения разного характера со средними длинами волн, имеющими вид [20]

$$\lambda_{1,2} = \frac{2\Lambda\sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}}{|2\Lambda \mp \sigma_0|}\ , \tag{7}$$

$$\lambda_3 = 2\Lambda\sqrt{\varepsilon_m^0}\ . \tag{8}$$

Таким образом, имеем четыре дифракционные области. Одна из них со средней длиной волны

$$\lambda_0 = \sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}\ , \tag{9}$$

границы которой определяются выражениями $\lambda_0^{1,2} = \sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0(1 \pm \delta_0)}$, соответствует дифракционному отражению на спиральности. Дифракционная область с длиной волны λ_3 соответствует дифракции света на слоистости. Две другие области дифракционного отражения с длинами волн $\lambda_{1,2}$ определяются обоими периодами неоднородности среды и соответствуют дифракции на периодических возмущениях спиральности.

Далее, при выводе уравнений (7), (8) мы предполагали, что резонансная связь имеет место между амплитудами $E_{0x,y}$ и $E_{1x,y}$. Естественно, что в общем случае могут существовать области дифракционного отражения, связанные с существованием резонансной связи между $E_{0x,y}$ и $E_{nx,y}$ с n, отличным от единицы. В таком случае аналогичным образом вместо уравнений (7), (8) соответственно получаем

$$\lambda_{1,2} = \frac{2\Lambda\sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}}{|2\Lambda \mp n\sigma_0|}\ , \tag{10}$$

$$\lambda_3 = \frac{2\Lambda}{n}\sqrt{\varepsilon_m^0}\ . \tag{11}$$

Как известно [21], дифракционные области с $n \neq \pm 1$ называются областями высшего порядка, поскольку они обычно имеют место при более высоких частотах (хотя в нашем случае, в соответствии с (10), это не всегда так).

Рассмотрим теперь точное решение задачи. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями z=0 и z=d (d – толщина слоя). Ось среды совпадает с осью z. Плоская гиперзвуковая волна также распространяется вдоль оси z. Плоскость падения света совпадает с плоскостью (x,z), а волна падает по нормали, т.е. вдоль оси z.

Разложим компоненты амплитуд полей падающей, отраженной и прошедшей волн по базисным круговым поляризациям согласно

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E^{+}_{i,r,t}\mathbf{n}_{+} + E^{-}_{i,r,t}\mathbf{n}_{-} = \begin{bmatrix} E^{+}_{i,r,t} \\ E^{-}_{i,r,t} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где $\mathbf{n}_{+}, \mathbf{n}_{-}$ – орты круговых базисных поляризаций, и решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i,\ \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i . \quad (13)$$

Для построения матриц Джонса $\hat{R}$ и $\hat{T}$ разобьем рассматриваемый слой среды на большое число тонких слоев с толщинами $d_1, d_2, d_3,,, \ldots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала (намного меньше σ_0 и Λ), то можно считать, что параметры среды постоянны в каждом слое. Тогда, согласно [22], задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \hat{\tilde{t}}_j \hat{R}_{j-1}(\hat{I} - \hat{\tilde{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1}\hat{t}_j\,,\ \ \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1}(\hat{I} - \hat{\tilde{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1}\hat{t}_j\,, \quad (14)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{O}$ и $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j$, $\hat{T}_j$, $\hat{R}_{j-1}$, $\hat{T}_{j-1}$ – матрицы Джонса для сред с j и j–1 однородными слоями, соответственно, $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ – матрицы Джонса j-ого однородного слоя, $\hat{O}$ – нулевая матрица, а $\hat{I}$ – единичная матрица.

Используя выражения для элементов матриц Джонса однородного слоя СПС [23], можно вычислить элементы матриц СПС, находящейся в продольном гиперзвуковом поле, а затем вычислить также коэффициенты отражения $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$ по интенсивности, поворот плоскости поляризации $\psi = -\arg(\beta)$ и эллиптичность поляризации $e = (|\beta|-1)/(|\beta|+1)$, ($\beta = E_t^r/E_t^l$ – поляризационная функция прошедшей волны при круговых базисных поляризациях), а также другие оптические характеристики системы.

Численные расчеты. Выводы

Численные расчеты по точной теории проводились для случая, когда зависимость шага спирали и главных значений тензора диэлектрической проницаемости от координаты z аппроксимируются выражениями (1). Расчеты выполнены для трех следующих случаев: 1. $\Lambda \sim \sigma_0$. 2. $\Lambda \ll \sigma_0$. 3. $\Lambda \gg \sigma_0$.

1. $\Lambda \sim \sigma_0$. На рис.1а показана зависимость коэффициента отражения R от длины волны l. Как следует из рисунка и как показывают вычисления, слоистость может привести как к увеличению, так и к уменьшению коэффициента отражения, причем существенные изменения происходят вблизи области дифракционного отражения нулевого порядка (в области 0.585–0.605 мкм).

Как видно из рисунка, коэффициент отражения претерпевает резкое изменение на длине волны $\lambda = 0.42584$ мкм. Эта длина волны соответствует λ_2, определяемому выражением (10) с $n = 1$. Таким образом, видно появление дифракционного отражения первого порядка, обусловленное одновре менным наличием спиральности и слоистости. На первой вставке рис.1а видно, что коэффициент отражения резко изменяется также на длине волны λ = 0.9794 мкм. А эта длина волны соответствует λ_1, определяемому выражением (10) и опять с n =1. Полученные результаты показывают также, что дифракционное отражение на длине волны λ_2 происходит интенсивнее, чем на длине волны λ_1. Это обусловлено удаленностью возбуждаемой дифракционной области от дифракционной области нулевого порядка; чем возбуждаемая новая область дифракционного отражения находится ближе к основной области дифракционного отражения, тем дифракционное отражение в этой области происходит интенсивнее.

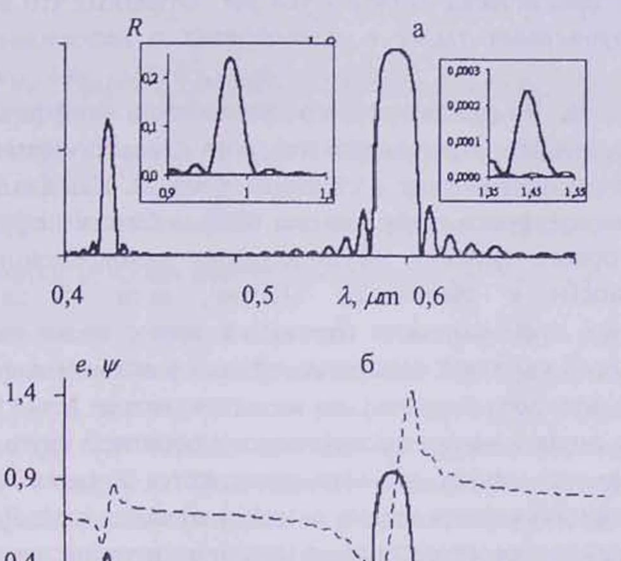

Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R (а) и поворота плоскости поляризации ψ (штриховая кривая) и эллиптичности поляризации e (сплошная кривая) (б) от длины волны λ. a_s=0.1 мкм$^{-1}$, a_c=0.2 мкм$^{-1}$, Λ=0.5 мкм, σ_0=0.4 мкм, ε_{01}=2.29, ε_{02}=2.143, ε_{1s}=0.1, ε_{2s}=0.04, ε_{1c}=0.05, ε_{2c}=0.08, толщина слоя d=10 мкм. Падающая волна имеет левую круговую поляризацию. Спираль – левая.

На второй вставке рис.1а видно, что коэффициент отражения претерпевает изменение также на длине волны λ=1.441 мкм. Эта длина волны соответствует λ_3, определяемому выражением (11) с n =1. Как видно из рисунков, при данных параметрах задачи дифракционное отражение на длине волны λ_3, соответствующей области дифракционного отражения, обусловленного слоистостью, выражено очень слабо.

Важными оптическими характеристиками системы являются поворот плоскости поляризации и эллиптичность поляризации, дающие много информации о системе. На рис.1б представлены зависимости поворота плоскости поляризации ψ и эллиптичность поляризации e от длины волны λ. Как видно из рисунка, эти зависимости имеют ряд качественных особенностей. Так, известно, что вращение плоскости поляризации очень сильно зависит от длины волны и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской длины волны $\lambda_0 = \sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}$. Для самой же длины волны λ_0 вращение плоскости поляризации обращается в нуль. Видно, что при наличии модуляции параметров среды изменения знака вращения не происходит, хотя форма кривой $\psi(\lambda)$ практически остается той же. Отметим, что аналогичные изменения происходят также в холестериках с непостоянным шагом спирали [24].

2. $\Lambda << \sigma_0$. На рис.2а показана зависимость коэффициента отражения R, а на рис.2б – зависимости поворота плоскости поляризации ψ и эллиптичности поляризации e от длины волны λ. Как видно из рисунков, в этом случае также возбуждаются новые области дифракционного отражения первого порядка, обусловленные одновременным наличием спиральности и слоистости. Однако, если на длине волны λ_2 = 0.1202 мкм дифракционное отражение претерпевает падающий на слой свет с левой круговой поляризацией (как в области дифракционного отражения нулевого порядка), то на длине волны λ_l = 0.202 мкм дифракционное отражение претерпевает свет с обратной круговой поляризацией. Кроме того, видно, что хотя λ_2 находится ближе к основной области дифракционного отражения, чем λ_1, однако здесь дифракционное отражение происходит менее интенсивно, чем на длине волны λ_1. Эти, а также ряд других особенностей, отмеченных выше, качественно легко могут быть объяснены. Так, известно, что знак спиральности определяется знаком недиагонального элемента в тензоре диэлектрической проницаемости СПС, представленного в лабораторной системе координат. Причем свет с одной круговой поляризацией претерпевает дифракцию на спиральной структуре среды, а свет с обратной круговой поляризацией – нет. С другой стороны, из теории дифракции известно, что при разложении периодического тензора диэлектрической проницаемости в ряд по векторам обратной решетки можно определить возможный набор возбуждаемых и при определенных условиях дифрагирующих в среде волн. Считая a_{cs} и $\varepsilon_{1,2c,s}$ малыми величинами, разлагая диагональные и недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости в ряд и ограничиваясь линейными по упомянутым малым параметрам членами, получаем

$$\varepsilon_{xx,yy}=\varepsilon_m^0+\frac{e^{ibz}}{2}(\varepsilon_c^m-i\varepsilon_s^m)+\frac{e^{-ibz}}{2}(\varepsilon_c^m+i\varepsilon_s^m)\pm\frac{\Delta_0}{2}\left(e^{i2a_0z}+e^{-i2a_0z}\right)\pm\frac{e^{i(2a_0+b)z}}{2}\times$$
$$\times\left[\frac{a_c\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_c}{2}-i\left(\frac{a_s\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]\pm\frac{e^{-i(2a_0+b)z}}{2}\left[\frac{a_c\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_c}{2}+i\left(\frac{a_s\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]\pm$$
$$\pm\frac{e^{i(2a_0-b)z}}{2}\left[\frac{\Delta_c}{2}-\frac{a_c\Delta_0}{b}-i\left(\frac{a_s\Delta_0}{b}-\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]\pm\frac{e^{-i(2a_0-b)z}}{2}\left[\frac{\Delta_c}{2}-\frac{a_c\Delta_0}{b}+i\left(\frac{a_s\Delta_0}{b}-\frac{\Delta_s}{2}\right)\right],\tag{15}$$
$$\varepsilon_{xy,yx}=\pm\left\{-i\Delta_0\left(e^{i2a_0z}+e^{-i2a_0z}\right)+\frac{e^{i(2a_0+b)z}}{2}\left[-\frac{a_s\Delta_0}{b}-i\left(\frac{a_c\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_c}{2}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]+\right.$$
$$+\frac{e^{-i(2a_0+b)z}}{2}\left[-\frac{a_s\Delta_0}{b}+i\left(\frac{a_c\Delta_0}{b}+\frac{\Delta_c}{2}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]+\frac{e^{i(2a_0-b)z}}{2}\left[-\frac{a_s\Delta_0}{b}+\right.$$
$$\left.+i\left(\frac{a_c\Delta_0}{b}-\frac{\Delta_c}{2}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right]+\frac{e^{-i(2a_0-b)z}}{2}\left[-\frac{a_s\Delta_0}{b}-i\left(\frac{a_c\Delta_0}{b}-\frac{\Delta_c}{2}+\frac{\Delta_s}{2}\right)\right],$$

где $\varepsilon_{c,s}^m=(\varepsilon_{1c,s}+\varepsilon_{2c,s})/2$, $\Delta_0=(\varepsilon_{10}-\varepsilon_{20})/2$, $\Delta_{c,s}=(\varepsilon_{1c,s}-\varepsilon_{2c,s})/2$. Таким образом, в линейном приближении в среде возбуждаются моды с волновыми векторами $\pm 2a_0$, $\pm b$, $\pm(2a_0\pm b)$ и с амплитудами, пропорциональными $(\varepsilon_c^m\mp i\varepsilon_s^m)/2$, $\Delta_0/2\varepsilon_m^0$ и $1/2[\pm(a_c\Delta_0/b\pm\Delta_c/2)\mp i(a_s\Delta_0/b\pm\Delta_s/2)]$, соответственно. Согласно [21], дифракционное отражение происходит при выполнении условия Брэгга, имеющего вид $k=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_m^0}=g/2$, где g – соответствующий вектор обратной решетки. Из условия $g=2a_0$ определяется длина волны дифракционного отражения, обусловленного дифракцией света на спиральности среды ($\lambda_0=\sigma_0\sqrt{\varepsilon_m^0}$). Условия $g=\pm 2b$ и $g=\pm(2a_0\pm b)$ определяют три другие длины волны, определяемые выражениями (8) и (7), соответственно. Известно также (см., например, [21]), что ширины соответствующих областей дифракционного отражения и интенсивность дифракционного отражения в этих областях пропорциональны амплитудам $(\varepsilon_c^m\mp i\varepsilon_s^m)/2$, $\Delta_0/2\varepsilon_m^0$ и $1/2[\pm(a_c\Delta_0/b\pm\Delta_c/2)\mp i(a_s\Delta_0/b\pm\Delta_s/2)]$, соответственно.

Знак же дифрагирующей круговой поляризации определяется знаками Δ_0 и a_0 для моды g = $2a_0$, знаками $-a_s\Delta_0/b\pm i(a_c\Delta_0/b+\Delta_c/2+\Delta_s/2)$ и $(2a_0+b)$ для моды $g=\pm(2a_0+b)$, и знаками $-a_s\Delta_0/b\pm i(a_c\Delta_0/b-\Delta_c/2+\Delta_s/2)$ и $(2a_0-b)$ для моды $g=\pm(2a_0-b)$. В частности, из (15) видно, что при $2a_0-b>0$ знак дифрагирующей круговой поляризации соответствующей моды совпадает со знаком круговой поляризации для моды, определяемой спиральностью среды. При $2a_0-b<0$ знак дифрагирующей круговой поляризации соответствующей моды меняет знак. При $\Lambda\sim\sigma_0$ знак $2a_0-b$ совпадает со знаком $2a_0$, а при $\Lambda<<\sigma_0$ величина $2a_0-b$ отрицательна. Этим и объясняется тот факт, что при $\Lambda<<\sigma_0$ на длине волны λ_l =0.2018 мкм дифракционное отражение претерпевает свет с обратной круговой поляризацией (в отличие от случая дифракции света в области дифракционного отражения нулевого порядка).

Отметим, что, как показывают вычисления, при данных параметрах задачи в этом случае (т.е. при $\Lambda << \sigma_0$) дифракционное отражение на длине волны λ_3, соответствующей области дифракционного отражения, обусловленной слоистостью, также выражено слабо. С увеличением глубин модуляций дифракционное отражение на длинах волн λ_1 и λ_2 происходит сильнее, и, кроме того, наблюдается сильное дифракционное отражение также на волны λ_3. На рис.2б представлены зависимости поворота плоскости поляризации ψ и эллиптичности поляризации e от длины волны λ. Отметим еще одну особенность: на длине волны λ_3 дифракционное отражение претерпевает свет обеих круговых поляризаций. И это естественно, так как эта область дифракционного отражения обусловлена только слоистостью среды.

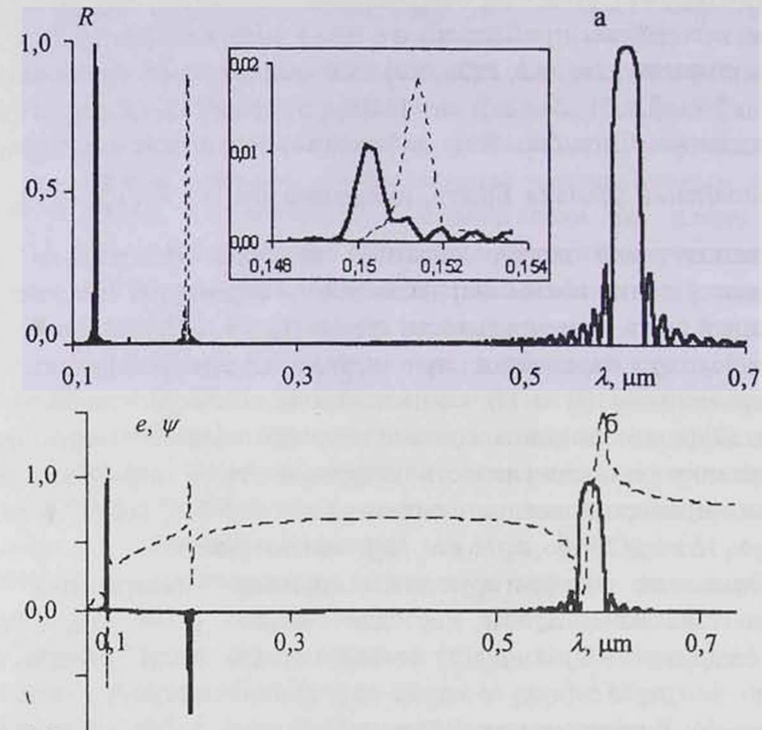

Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R (а), поворота плоскости поляризации ψ (штриховая кривая) и эллиптичности поляризации e (сплошная кривая) (б) от длины волны λ. Λ=0.05 мкм. а) Падающая волна имеет левую круговую поляризацию (сплошная кривая), правую круговую поляризацию (штриховая кривая). Остальные параметры и обозначения те же, что и на рис.1.

Глубины модуляции $a_{c,s}$ (а также ε_{1s} и ε_{2s}) изменяются со временем. Естественно, что будет меняться также интенсивность отраженного (прошедшего) света. Следовательно, такой слой можно использовать для модуляции света. Можно показать, что с изменением $a_{c,s}(t)$ изменяются также эллиптичность прошедшей волны, ее поворот плоскости поляризации и т.д., т.е. будут модулированными и другие параметры света.

3. $\Lambda >> \sigma_{\sigma}$. На рис.3 показана зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ. Падающая волна имеет левую круговую поляризацию (а) и правую круговую поляризацию (б). Спираль – левая. Как видно из рисунков, в этом случае появляется множество областей дифракционного отражения. Эти особенности также легко понять, если иметь в виду, что величины $a_{c,s}/b$ в этом случае существенно большие, а, как уже отмечалось, амплитуды мод с волновыми векторами $\pm(2a_0 \pm b)$ пропорциональны $1/2[\pm(a_c\Delta_0/b \pm \Delta_c/2) \mp i(a_s\Delta_0/b \pm \Delta_s/2)]$. Поэтому возбуждаются моды также высшего порядка с длинами волн (10), с $n = \pm 2, \pm 3,...$ и т.д. Естественно, в этом случае для количественного описания дифракционных явлений неприменима как теория возмущений, так и двухволновая теория дифракции, однако, как и в других случаях, формулы (10)-(11) практически точно определяют спектральное местоположение новых областей дифракционного отражения.

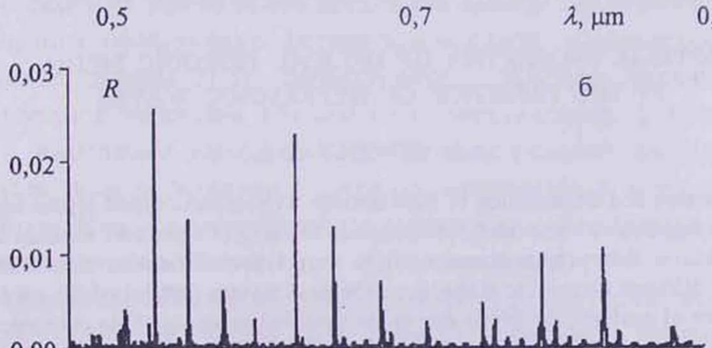

Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ. Λ =5 мкм. d =100 мкм. Падающая волна имеет левую круговую поляризацию (а), правую круговую поляризацию (б). Остальные параметры те же, что и на рис.1.

Изменением длины гиперзвуковой волны и глубины модуляции можно изменить как ширину этих областей, так и спектральное расстояние между ними. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые узкополосные поляризационные фильтры и зеркала.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.М.Блинов**. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., Наука, 1978.
2. **P.G. De Gennes**. Sol. State Comm., **6**, 163 (1968).
3. **R.Meyer**. Appl. Phys. Lett., **14**, 208 (1969).
4. **S.C.Chou, L.Cheung** and **R.B.Meyer**. Sol. State Comm., 11, 977 (1972).
5. **R.Dreher**. Sol. State Comm., **12**, 519 (1973).
6. **S.Shtrikman** and **M.Tur**. JOSA, **64**, 1178 (1974).
7. **В.А.Беляков, В.Е. Дмитриенко**. ФТТ, **17**, 491 (1975).
8. **В.А.Беляков, А.С.Сонин**. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
9. **S.Mazkedian, S.Melone**, and **F.Rustichelli**. J. Phys. (Paris), Suppl. **C1**, 283 (1975).
10. **С.М.Осадчий**. Кристаллография, **29**, 976 (1984).
11. **Д.Г.Хоштария, С.М.Осадчий, Г.С.Чилая**. Кристаллография, **30**, 755 (1985).
12. **Б.Я.Зельдович, Н.В.Табирян**. ЖЭТФ, **82**, 167 (1982).
13. **D.J.Broer, J.Lub**, and **G.N.Mol**. Nature, **378**, 467 (1995).
14. **A.Boudet, C.Binet, M.Mitov, C.Bourgerette**, and **E.Boucher**. Eur. Phys. J., E, **2**, 247 (2000).
15. **K.A.Suresh, P.B.S.Kumar**, and **G.S.Ranganath**. Liq. Cryst., **11**, 73 (1992).
16. **D.Lavrentovich, S.V.Shiyanovskii**, and **D.Voloschenko**. Proc. SPIE, **3787**, 149 (1999).
17. **K.A.Suresh, Yuvaraj Sah, P.B.S.Kumar**, and **G.S.Ranganath**. Phys. Rev. Lett., **72**, 2863 (1994).
18. **D.Subacius, S.V.Shiyanovskii, Ph. Bos**, and **O.D.Lavrentovich**. Appl. Phys. Lett, **71**, 3323 (1997).
19. **P.G. de Gennes. J. Prost**. The Physics of Liquid Crystals. Clarendon Press, Oxford, UK, 1993.
20. **А.А.Геворгян, О.С.Ерицян**. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **19**, 135 (1984).
21. **А.Ярив, П.Юх**. Оптические волны в кристаллах. М., Мир. 1987.
22. **А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян**. Опт. и спектр., **88**, 586 (2000).
23. **А.А.Геворгян**. Опт. и спектр., 89, 685 (2000).
24. **S.Mazkedian, S.Melone, F.Rustichelli**. J. Phys. (France), **37**, 731 (1976).

OPTICAL PROPERTIES OF HELICAL PERIODIC MEDIA IN THE PRESENCE OF HYPERSONIC WAVES

A.H. GEVORGYAN

The reflection and transmission of light through a cholesteric liquid crystal layer being in longitudinal hypersonic wave field is considered. The case of a periodic medium is studied in the perturbation theory approximation. It is shown that diffraction reflection regions appear having different nature: the diffraction reflection regions (DRRs) which are due to the helical structure of medium, the DRRs due to the stratified structure of the medium, and also the DRRs which are caused by both the helical structure and stratified structure of the medium. The results of comparison with the exact numerical solution of the problem are presented. The features of polarization characteristics of these systems are studied.