

УДК 548.0

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЯ СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.М. АРАКЕЛЯН, А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 27 декабря 2000 г.)

Приведены результаты исследования влияния внешнего магнитного поля на оптические свойства спиральной периодической среды (СПС) с учетом магнитооптической активности. Рассмотрен случай нормального падения света на слой, а магнитное поле предполагается направленным вдоль оси среды. Показано, что при определенных параметрах среды и внешнего магнитного поля возникает новая область дифракционного отражения. Исследованы особенности необратимости поглощения в такой системе, а также особенности поляризационных функций, характеризующих точное решение волнового уравнения. Показано, что при помощи такой системы можно создать условия для максимального поглощения света системой при одном направлении его распространения и подавления поглощения в обратном направлении.

Введение

Влияние внешнего магнитного поля на оптические свойства спиральных периодических сред (холестерических жидких кристаллов, хиральных смектиков, хиральных ферронематиков) рассмотрено многими авторами. При этом в первую очередь принимается во внимание изменение структуры СПС, вызванное переориентацией директора [1-3]. Однако возможны случаи, когда магнитное поле не приводит к изменению структуры СПС. Это может иметь место для немагнитных СПС ($\mu=1$), а также для СПС с отрицательной магнитной анизотропией при ориентации магнитного поля вдоль оси спирали. Кроме того, известно, что СПС можно создать искусственно [4-7]. Безотносительно к изменению структуры, внешнее магнитное поле может привести к изменению локального тензора диэлектрической проницаемости СПС и, в частности, к возникновению эффекта Фарадея. Одновременное присутствие оптической активности, обусловленной закрученностью структуры, и магнитооптической активности приводит к эффектам необратимости [8-10]. Нормальное падение света на СПС, помещенную во внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси спирали, изучено в [8-11]. В [12] с по-



мощью динамической теории дифракции исследован эффект Фарадея в СПС при распространении света под углом к оси среды.

Отметим, что при слабой локальной анизотропии эффекты необратимости слабы и поэтому обычно не представляют практического интереса, несмотря на их уникальность. Были предприняты различные усилия для увеличения эффектов необратимости, что могло бы представлять также большой практический интерес. В работе [11] изучено влияние многократных отражений в конечном слое и диэлектрических границ на эффекты необратимости и, в частности, установлено, что с увеличением отклонения средней диэлектрической проницаемости СПС и диэлектрических проницаемостей сред, граничащих со слоем СПС, необратимость прохождения сначала быстро увеличивается, а затем, начиная с некоторых значений, начинает уменьшаться. С другой стороны, в работах [13,14] исследованы особенности СПС с большой (также огромной) анизотропией и выявлены интересные особенности. В работе [15] изучены особенности СПС с большой анизотропией, находящейся во внешнем магнитном поле, при отсутствии поглощения и показано, что с увеличением локальной анизотропии СПС увеличивается и необратимость и что при определенных значениях внешнего магнитного поля и анизотропии среды такая система может работать как оптический диодом, так и оптическим затвором.

В настоящей работе приведены результаты точного аналитического решения граничной задачи нормального прохождения света через слой поглощающей СПС конечной толщины, находящийся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси среды. Отдельно рассмотрены случаи большой и огромной анизотропии и обсужден ряд возможных применений.

В [16-18] для описания поляризационных особенностей решения уравнений Максвелла для слоя СПС определен ряд поляризационных функций и исследованы их особенности. В настоящей работе приведены результаты по изучению влияния внешнего магнитного поля на поляризационные функции.

Дисперсионное уравнение и граничная задача

В случае присутствия внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси СПС (ось z), тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют вид

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2az & \pm \delta \sin 2az \pm ig & 0 \\ \pm \delta \sin 2az \mp ig & 1 - \delta \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \quad \mu(z) = I, \quad (1)$$

где $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, ε_1 , ε_2 — главные значения локального

тензора диэлектрической проницаемости, $\mathbf{g} = \mathbf{g}(\mathbf{H}_{ext})$ – вектор гирации, $a = 2\pi\sigma$, σ – шаг спирали, I – единичная матрица. Как известно, под действием магнитного поля не только возникает магнитооптическая активность, описываемая параметром g , но и меняются значения компонент локального тензора ε_{ij} и шаг спирали σ [1-3,10]. В (1) под ε_m , δ , σ следует понимать их значения, уже изменившиеся под действием внешнего магнитного поля. При наличии поглощения будем иметь: $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon'_{1,2} + i\varepsilon''_{1,2}$.

Подставим (1) в волновое уравнение

$$(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon}) \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

и для случая распространения света вдоль оси среды будем искать его решение в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{j=1}^4 \{E_j^+ \mathbf{n}_+ \exp[i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_m} (\chi + b)z] + E_j^- \mathbf{n}_- \exp[i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_m} (-\chi + b)z]\} \exp(-i\omega t), \quad (3)$$

где $E_j^\pm$ – амплитуды собственных решений, $\mathbf{n}_\pm$ – орты круговых поляризаций, b – безразмерный волновой вектор в поворачивающейся вместе с директором системе координат, $\chi = \lambda / (\sigma \sqrt{\varepsilon_m})$, λ – длина волны в вакууме.

Подставляя (3) в (2), получаем следующее дисперсионное уравнение относительно b [8-10]:

$$b^4 - 2(1 + \chi^2)b^2 - 4\chi\eta b + (1 - \chi^2)^2 - \delta^2 - \eta^2 = 0, \quad (4)$$

где $\eta = g/\varepsilon_m$.

Таким образом, в отличие от случая $g = 0$, при котором дисперсионное уравнение биквадратное, в этом случае оно является полным уравнением четвертой степени. Решение уравнения (4) имеет вид

$$b_{1,2} = \sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{\left(1 + \chi^2 - \frac{s}{2} + \frac{2\eta\chi}{\sqrt{2s}}\right)}, \quad b_{3,4} = -\sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{\left(1 + \chi^2 - \frac{s}{2} - \frac{2\eta\chi}{\sqrt{2s}}\right)}, \quad (5)$$

где

$$s = \frac{2(1 + \chi^2)}{3} + u + [(1 - \chi^2)^2 - \delta^2 - \eta^2 + \frac{(1 + \chi^2)^2}{3}] / (3u),$$

$$u = \left[(1 + \chi^2) \left((1 - \chi^2)^2 - \delta^2 - \eta^2 - \frac{(1 + \chi^2)^2}{9} \right) \pm \sqrt{\left[(1 + \chi^2) \left(\delta^2 + \eta^2 + \frac{(1 + \chi^2)^2}{9} - (1 - \chi^2)^2 \right) \right]^2 - \left(\delta^2 + \eta^2 + \frac{(1 + \chi^2)^2}{3} - (1 - \chi^2)^2 \right)^3} \right]^{1/3}.$$

Как известно [8-12], в отсутствие магнитного поля кривые b_j симметричны относительно оси частот (оси λ). При наличии поля симметрия относительно оси частот нарушается: графики резонансных b_j смещаются в одну сторону (параллельно оси b_j), графики нерезонансных b_j – в обратную сторону, в чем и выражается необратимость волн. Как показывают вычисления, внешнее магнитное поле приводит также к смещению области дифракционного отражения. Это смещение, обусловленное только магнитооптической активностью СПС (в отличие от смещения, обусловленного изменениями шага спирали), направлено в

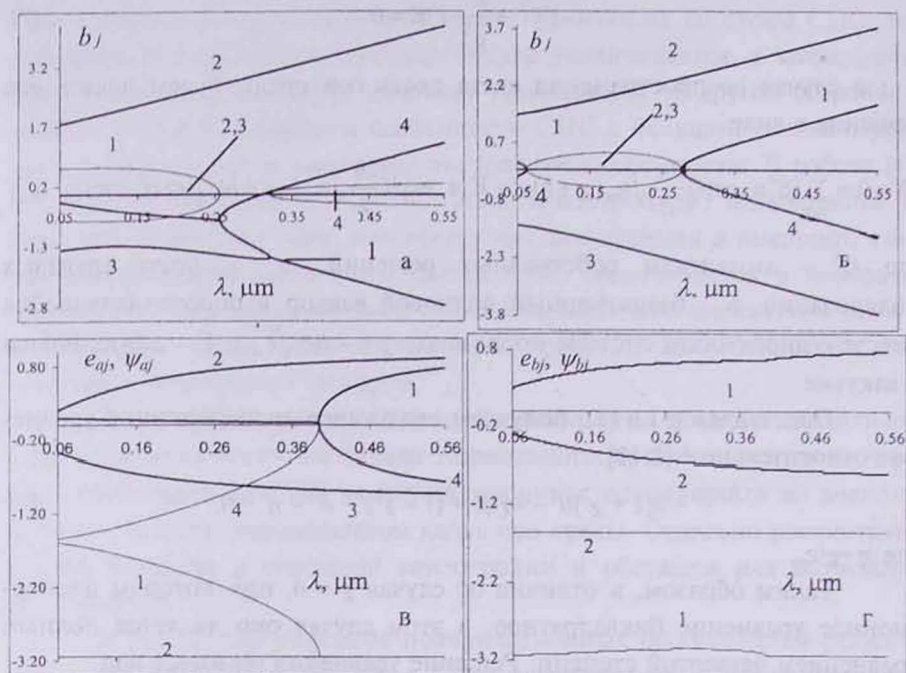


Рис.1. а), б) Зависимость безразмерных волновых чисел b_j от длины волны λ при $g = 0.275$ (а) и при $g = 0$ (б). $\delta = 0.95$, $\varepsilon_m = 0.5$, $\sigma = 0.4$ мкм. Сплошные кривые соответствуют реальным частям b_j , а пунктирные – мнимым частям b_j . в), г) Зависимость эллиптичностей e_{aj} , e_{bj} и азимутов ψ_{aj} , ψ_{bj} ($j = 1, 2, 3, 4$) от длины волны λ . $\delta = 0.95$, $g = 0.1$, $\sigma = 0.4$ мкм, $\varepsilon = \varepsilon_m$.

сторону коротких волн (квадратичный по g эффект). Оно очень слабое и, например, при слабой анизотропии ($\delta \ll 1$) составляет всего $1.5 \text{ \AA}$ ($g = \pm 0.1$). Уникальная ситуация возникает при большой анизотропии δ или при больших значениях параметра гирации g . На рис.1а,б представлены зависимости b_j от длины волны при наличии (а) и при отсутствии (б) внешнего магнитного поля. Как видно из рисунка, при $g \neq 0$ существуют две области, где два из четырех волновых чисел комплексные (полностью не реальные), и область пропускания между ними (все

волновые числа реальные). При увеличении параметра g или анизотропии δ ширина области пропускания стремится к нулю, и при определенных значениях этих параметров во всей спектральной области два из четырех волновых чисел комплексные. Таким образом, внешнее магнитное поле приводит к возникновению новой области дифракционного отражения.

Между E_j^+ и E_j^- имеют место соотношения

$$\zeta_j^a = E_j^- / E_j^+ = (1 - i\alpha_j) / (1 + i\alpha_j), \quad (6)$$

где $\alpha_j = (2\chi b_j + g/\varepsilon_m) / (1 - \delta - \chi^2 - b_j^2)$. Величина ζ_j^a определяет поляризацию собственных мод. Особенности поляризации ζ_j^a в случае $g = 0$ при слабой анизотропии подробно изучены в работе [2].

Эллиптичности поляризации e_{aj} и азимуты поляризации ψ_{aj} собственных мод удовлетворяют следующим соотношениям: $e_{a3,4} = -e_{a1,2}$, $\psi_{a3,4} = -(\psi_{a1,2} + \pi)$. Внешнее магнитное поле снимает вырождение (симметрия относительно оси частот) этих поляризаций и в данном случае уже имеем $e_{a3,4} \neq -e_{a1,2}$, $\psi_{a3,4} \neq -(\psi_{a1,2} + \pi)$. На рис. 1в представлены зависимости эллиптичностей e_{aj} (сплошные кривые) и азимутов ψ_{aj} (штриховые кривые) от длины волны при большой анизотропии ($\delta \sim 1$) в случае наличия внешнего магнитного поля.

Рассмотрим нормальное падение света на полупространство, заполненное средой со СПС. Ось z тензора $\hat{\varepsilon}$ совпадает с осью среды, которая, в свою очередь, перпендикулярна к граничной поверхности. Внешнее магнитное поле параллельно оси среды. Для составления граничных условий следует использовать выражение (3) для поля в среде. Однако в суперпозиции (3), естественно, надо оставить те слагаемые, которые затухают при распространении света в глубь среды. Отсюда следует, что при рассмотрении граничной задачи отражения света от полупространства СПС в сумме (3) $j = 1, 2$. При определенных поляризациях $\xi_j^b = E_{in}^- / E_{in}^+$ падающей волны (E_{in}^- , E_{in}^+ — циркулярные компоненты амплитуды поля падающей волны) в среде не возбуждается одна из собственных волн $E_j^\pm$. Из граничных условий для $\xi_j^b (E_j^\pm = 0)$ имеем:

$$\xi_j^b = [\alpha_j - \beta_j + i(1 + \gamma_j)] / [\alpha_j - \beta_j - i(1 + \gamma_j)], \quad j = 1, 2, \quad (7)$$

где $\beta_j = -(i\chi + \alpha_j b_j)$, $\gamma_j = \alpha(b_j - i\alpha_j \chi)$, $\alpha = \sqrt{\varepsilon_m / \varepsilon}$, ε — диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с полупространством СПС. При этом предполагается, что параметром магнитооптической активности граничащей среды можно пренебречь по сравнению с параметрами активности СПС.

При слабой анизотропии в случае $g = 0$ ξ_1^b и ξ_2^b представляют собой две квазикруговые поляризации. При отсутствии поглощения и при $\alpha = 1$ они практически ортогональны: $\xi_1^b \xi_2^{b*} = -1$. При наличии внешнего магнитного поля поляризации ξ_1^b и ξ_2^b неортогональны, причем эллиптичности этих поляризаций существенно отличаются друг от друга. На

рис.1г представлены зависимости эллиптичностей $e_{b1,2}$ (сплошные кривые) и азимутов $\psi_{b1,2}$ (штриховые кривые) от длины волны при большой анизотропии ($\delta \sim 1$) в случае наличия внешнего магнитного поля. Как видно из рисунка, большая анизотропия приводит к значительному отличию поляризации ξ_j^b от круговых.

Граничная задача для слоя СПС

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. При рассмотрении этой задачи можно определить уже четыре поляризационные функции ξ_j^b , поскольку в этом случае в среде возбуждаются все четыре собственных моды. Из граничных условий для компонент амплитуд собственных мод E_j^+ получаем:

$$E_j^+ = 2(1+i\alpha) \left\{ \sum_{klm} e_{klm} [E_{in}^+(\alpha_k^- + i\gamma_k^+) + E_{in}^-(\alpha_k^- - i\gamma_k^+)] Y_1^- \alpha_m^+ f_1 f_2 \right\} / \Delta, \quad (8)$$

где $\Delta = \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \gamma_i^+ \alpha_j^- \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l$, $\alpha_i^\pm = \alpha_i \pm b_i$, $\gamma_i^\pm = 1 \pm \gamma_i$, $f_i = \exp(i2\pi\sqrt{\epsilon_m} b_i d / \lambda)$,

e_{ijkl} – символ Леви-Чивита, d – толщина слоя.

Из условия $E_j^+ = 0$ для ξ_j^b получаем:

$$\xi_i^b = - \frac{\sum_{m,k,l=1}^4 e_{imkl} (\alpha_m^- - i\gamma_m^+) \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l}{\sum_{m,k,l=1}^4 e_{imkl} (\alpha_m^- + i\gamma_m^+) \gamma_k^- \alpha_l^+ f_k f_l}. \quad (9)$$

На рис.2а представлены зависимости эллиптичностей e_{bj} (сплошные кривые) и азимутов ψ_{bj} (штриховые кривые) от длины волны при большой анизотропии ($\delta \sim 1$) в случае наличия внешнего магнитного поля.

При рассмотрении задачи прохождения света через слой конечной толщины определяются также собственные поляризации ξ_1^c и ξ_2^c . Это две поляризации падающего света, которые не изменяются при его прохождении через систему. При отсутствии поглощения и при $\alpha = 1$ в случае отсутствия внешнего магнитного поля имеем $\xi_1^b = \xi_3^b = \xi_1^c$ и $\xi_2^b = \xi_4^b = \xi_2^c$. Эти поляризации не зависят от толщины слоя и совпадают соответственно с ξ_1^b и ξ_2^b полупространства. При слабой анизотропии они квазикруговые. При наличии внешнего магнитного поля либо поглощения, или при $\alpha \neq 1$ все четыре поляризации ξ_j^b отличаются друг от друга и не совпадают с собственными поляризациями. Это означает, что, в отличие от случая, когда отсутствуют поглощение и внешнее маг-

нитное поле и когда $\alpha=1$ (в этих случаях в слое среды могут возбуждаться две или четыре собственные моды), в этом случае при определенных поляризациях падающего света могут возбуждаться три собственные моды: две, идущие вперед, и только одна, идущая назад, и наоборот. На рис.2б представлены зависимости эллиптичности e_{cl} (сплошная кривая) и азимута ψ_{cl} (штриховая кривая) от длины волны при большой анизотропии ($\delta \sim 1$) в случае наличия внешнего магнитного поля.

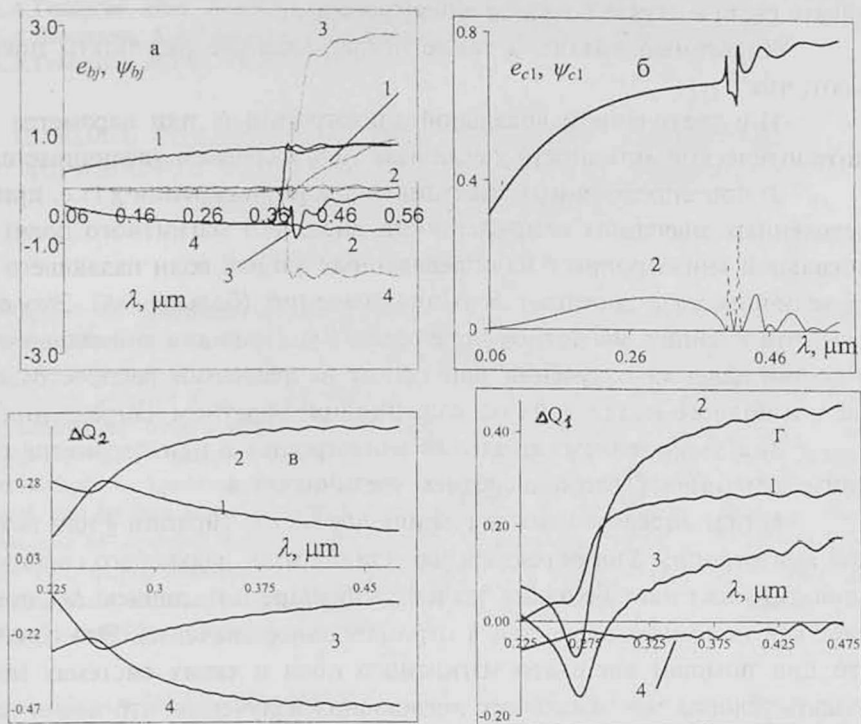


Рис.2. а), б) Зависимость эллиптичностей e_{bj} (а), e_{cl} (б) и азимутов ψ_{bj} (а), ψ_{cl} (б) ($j=1,2,3,4$) от длины волны λ . $\varepsilon=\varepsilon_m$, $d=5\sigma$. Вторая собственная поляризация приблизительно ортогональна к первой. в), г) Зависимость ΔQ_2 (в) и ΔQ_1 (г) от длины волны λ , при большой анизотропии ($\delta = 0.9$), в случае наличия внешнего магнитного поля ($g=0.25$) при различных поляризациях падающего света. 1 – линейная вдоль оси x поляризация, 2 – правая круговая поляризация, 3 – линейная вдоль оси y поляризация, 4 – левая круговая поляризация. Спираль правая. $\text{Im}\varepsilon_1=\text{Im}\varepsilon_2=0.01$, $\varepsilon_m=0.5$, $\varepsilon=\varepsilon_m$, $d=5\sigma$, $\sigma=0.4$ мкм.

Численный анализ необратимости прохождения, а также учет влияния внешнего магнитного поля на прохождение подробно сделаны в работе [15]. В следующем параграфе мы обсудим особенности необратимости поглощения света слоем при наличии большой анизотропии.

Особенности поглощения света при большой локальной анизотропии

На рис.2в представлена зависимость необратимости поглощения

излучения в слое $\Delta Q_2 = Q(g) - Q(-g)$ ($Q = 1 - (R+T)$, R , T – коэффициенты отражения и прохождения по интенсивности, соответственно, $Q(g)$ – поглощение света при совпадении направлений падающего света и внешнего магнитного поля, а $Q(-g)$ – поглощение света, когда эти направления противоположны) от длины волны λ при различных поляризациях падающего света. На рис.2г представлена зависимость величины $\Delta Q_1 = Q(g) - Q(0)$ от длины волны λ при различных поляризациях падающего света в случае большой анизотропии.

Численный анализ, а также представленные результаты показывают, что

- 1) с увеличением локальной анизотропии δ или параметра магнитооптической активности g величина $|\Delta Q_2|$ в среднем увеличивается;
- 2) при определенных значениях параметра гирации g (т.е. при определенных значениях напряженности внешнего магнитного поля) или локальной анизотропии δ на определенных длинах волн падающего света величина $|\Delta Q_2|$ достигает больших значений (больше 0.4). Это означает, что внешнее магнитное поле создает условие для аномально сильного поглощения излучения при одном направлении распространения света и полного подавления поглощения при обратном направлении;
- 3) с увеличением локальной анизотропии δ или параметра гирации g величина $|\Delta Q_1|$ тоже в среднем увеличивается;
- 4) при определенных значениях параметра гирации g или локальной анизотропии δ на определенных длинах волн падающего света величина $|\Delta Q_1|$ достигает больших значений (больше 0.4), причем ΔQ_1 принимает как положительные, так и отрицательные значения. Это означает, что при помощи внешнего магнитного поля в таких системах можно создать условия максимального поглощения излучения, что может найти широкое применение в лазерах.

Как показывает детальный анализ, эти свойства обусловлены особенностями собственных поляризаций и, в частности, их зависимостью от направления внешнего магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Де Жен. Физика жидких кристаллов. М., Мир, 1977.
2. В.А.Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.
3. С.Чандрасекар. Жидкие кристаллы. М., Мир, 1980.
4. Г.Герритсен, Р.Ямагучи. УФН, **107**, 705 (1972).
5. D.Sunal Paul, A.Lakhtakia, M.Messier. Opt. Commun., **158**, 119 (1998).
6. P.I.Rovira, R.A.Yarussi, R.W.Collins, R.Messier, V.C.Venugopal, A.Lakhtakia, K.Robbie, M.J.Brett. Appl. Phys. Lett., **71**, 1180 (1997).
7. I.Hodgkinson, Q.H.Wu, B.Knight, A.Lakhtakia, P.I.Rovira. Appl. Opt., **39**, 642 (2000).
8. О.С.Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, **13**, 347 (1978).
9. О.С.Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, **19**, 306 (1984).

10. Օ.Տ.Երիցյան. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов, Ереван, Айастан, 1988.
11. Ա.Ա.Գեվորյան. Ученые записки ЕГУ, 2, 66 (1987).
12. Վ.Ա.Киеня, И.В.Семченко. Кристаллография, 39, 514 (1994).
13. Գ.Ա.Վարդանյան, Ա.Ա.Գեվորյան, Օ.Տ.Երիցյան և ժր. Кристаллография, 43, 783 (1998).
14. Օ.Մ.Արակելյան, Ա.Ա.Գեվորյան, Օ.Տ.Երիցյան. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 255 (2000).
15. Ա.Ա.Գեվորյան. ЖТФ (в печати).
16. Ա.Ա.Գեվորյան. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 202 (2000).
17. Գ.Ա.Վարդանյան, Ա.Ա.Գեվորյան, Օ.Տ.Երիցյան. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).
18. Ա.Ա.Գեվորյան, ЖТФ, 70, 82 (2000).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ ՄԻՋԱԿԱՅԻ ՇԵՐՏԻ ՈՐՈՇ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Հ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Բերված են պարբերական պարտուրային կառուցվածքով միջավայրի օպտիկական հատկությունների վրա արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության արդյունքները մագնիսաօպտիկական ակտիվության հաշվառմամբ: Դիտարկված է միջավայրի շերտի վրա լույսի նորմալ անկման դեպքը, և ենթադրված է, որ մագնիսական դաշտը ուղղված է միջավայրի առանցքով: Ցույց է տրված, որ միջավայրի պարամետրերի և մագնիսական դաշտի որոշակի արժեքների դեպքում առաջանում է նոր դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթ: Ուսումնասիրված է կլանման անշրջելիության առանձնահատկությունները այդպիսի համակարգում, ինչպես նաև այն բևեռացման ֆունկցիաների առանձնահատկությունները, որոնք բնութագրում են այդպիսի համակարգի ալիքային հավասարման ճշգրիտ լուծումը: Ցույց է տրված, որ այդպիսի համակարգի օգնությամբ կարելի է ստեղծել այնպիսի պայմաններ, երբ լույսը կլանվում է անոմալ շատ, երբ այն տարածվում է մի ուղղությամբ, և կլանումը ճնշվում է, երբ այն տարածվում է հակառակ ուղղությամբ:

SOME OPTICAL PROPERTIES OF A LAYER OF MEDIUM WITH A HELICAL PERIODIC STRUCTURE IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

H.M.ARAKELYAN, A.H.GEVORGYAN

Results of investigations of influence of an external magnetic field on the optical properties of helical periodic media with allowance for the magneto-optical activity are presented. The case of normal incidence of light on the layer is considered, and it is assumed that the external magnetic field is directed along the medium axis. It is shown that at certain values of the medium parameters and external magnetic field a new band of diffraction reflection arises. Special features of the absorption irreversibility and polarization functions characterizing the exact solution of the wave equation for such systems are studied. It is shown that with the use of such systems one can create conditions for the anomalously strong absorption of light in one direction of its propagation and suppression of absorption in the opposite direction.