

УДК 548.0

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГРАНИЦ, УГЛА ПАДЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

М.З. АРУТЮНЯН, А.А. ГЕВОРГЯН, С.А. МХИТАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 июня 2007 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через планарный слой хирального фотонного кристалла. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности спектров вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наличии диэлектрических границ, а также особенности собственных поляризаций.

1. Введение

Жидкие кристаллы (ЖК), содержащие хиральные молекулы, имеют самоорганизующуюся геликоидальную структуру, а сами эти среды относятся к 1D хиральным фотонным кристаллам (ХФК). В последнее время ХФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы [1-4] и т.д.) находят широкое применение: в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях, как поляризационные фильтры и зеркала, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, как модуляторы и т.д. [5-11]. ХФК, обогащенные лазерными красителями (резонансными атомами), могут быть использованы для создания низкопороговых лазеров с обратной связью [12-16]. В перечисленных и других случаях приходится иметь дело как со случаем нормального падения света на ЖК ячейку, так и со случаем наклонного падения. Точное решение задачи о распространении света в таких системах удастся получить только для случая нормального падения света [17,18]. Для общего случая наклонного падения света существуют эффективные численные процедуры построения решения [19-27]. В работах [28,29] развит приближенный аналитический метод на основе динамической теории дифракции. При нормальном падении света на слой ХФК волна с одной из собственных поляризаций (СП) дифрагирует на периодической структуре среды, тогда как волна с другой СП не чувствует периодическую структуру среды. В случае наклонного падения света в оптике ХФК возникают качественно новые особенности (по сравнению со случаем нормаль-

ного падения). Существуют высшие порядки отражения на частотах, кратных брэгговской частоте. При наклонном падении света волны с обоими СП становятся дифракционными (одна из них является сильновзаимодействующей, другая – слабовзаимодействующей), причем при больших углах падения образуется область полного (не селективного по отношению к поляризации) дифракционного отражения. Отметим, что такой эффект впервые предсказан Беляковым и Дмитриенко [28,29] и экспериментально подтвержден в работах [21-24]. При больших углах падения возникает трехпиковая дифракционная область с центральной областью полного отражения и боковыми областями селективного отражения. В зависимости от угла падения и параметров среды эти области либо граничат друг с другом, либо разделены.

Ниже исследованы особенности спектров вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наличии диэлектрических границ, а также особенности собственных поляризаций слоя холестерического жидкого кристалла (ХЖК).

2. Вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации

Рассмотрим отражение и пропускание света при его наклонном падении на планарный слой ХЖК. Рассматривается случай идеального упорядочения молекул ХЖК в спиральную структуру, т.е. предполагается, что параметр порядка $S = 1$. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Так как этот метод применительно к слою ХЖК при наклонном падении подробно описан в работах [27,30], мы переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов.

Особенности вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наклонном падении при отсутствии диэлектрических границ исследованы в [30]. На рис.1 представлена зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и вращения плоскости поляризации ϕ (кр.2) от длины волны при различных углах падения падающей волны, в случае наличия диэлектрических границ, т.е. при $\epsilon_{1,2} \neq \epsilon$ (ϵ_1, ϵ_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон слой ХЖК). Известно, что вращение плоскости поляризации света в среде происходит из-за различия фазовых скоростей волн с правой и левой циркулярными поляризациями. В планарном слое ХЖК, при определенных длинах волн, эта разность фазовых скоростей может быть очень большой, так как волна с одной круговой поляризацией испытывает сильное дифракционное отражение, а волна с обратной круговой поляризацией слабо взаимодействует со слоем. Из-за этого в ХЖК, в области селективного (дифракционного) отражения (ОДО), вращение оказывается намного больше “собственного вращения”, обусловленного просто оптической активностью молекул ХЖК. В тонких кристаллах

вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской длины волны (при нормальном падении). Это обусловлено тем, что одна из двух собственных волн, отвечающих циркулярной поляризации, дифрагирующей на структуре ХЖК, обладает меньшей фазовой скоростью, чем циркулярная волна, не дифрагирующая на ХЖК (а другая – большей). В зависимости от знака расстройки частоты падающей волны относительно брэгговской частоты, в кристалле в основном возбуждается либо “медленная”, либо “быстрая” дифрагирующая волна, что и приводит к наблюдаемой зависимости величины и знака вращения от частоты [2]. В толстых кристаллах вращение в ОДО (иногда называемой также фотонной запрещенной зоной) равняется нулю, так как в прошедшей волне дифрагирующие циркулярные волны с экспоненциально уменьшающимися амплитудами (в зависимости от толщины) не дают никакого вклада – падающий на слой ХЖК свет имеет линейную поляризацию. Из-за этого эллиптичность поляризации в ОДО в свою очередь равняется единице (по модулю). Сказанное относится к случаю отсутствия диэлектрических границ. При наличии диэлектрических границ в прошедшей волне конечный и мало зависящий от частоты вклад дают дифрагирующие циркулярные волны, поэтому вращение в ОДО отличается от нуля, а эллиптичность – от единицы.

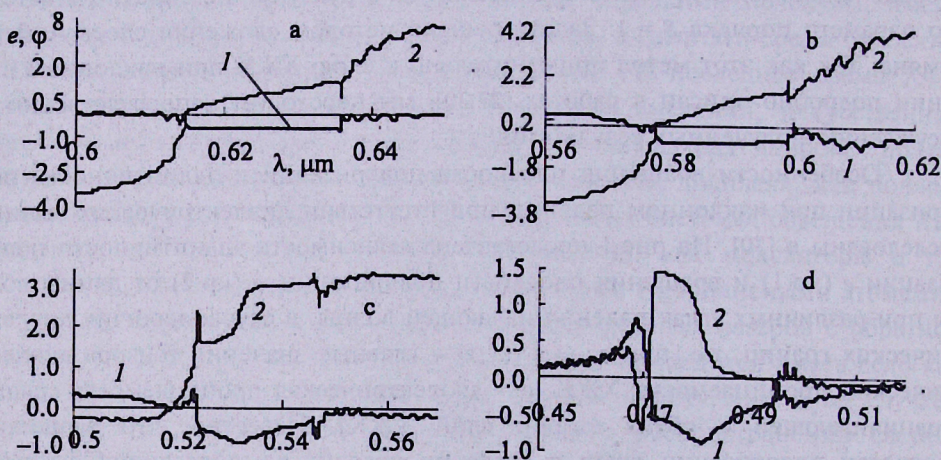


Рис.1. Зависимости эллиптичности поляризации e (кр.1) и вращения плоскости поляризации φ (кр.2) от длины волны при различных углах падения световой волны. а) $\theta = 0^\circ$, б) $\theta = 30^\circ$, в) $\theta = 50^\circ$, д) $\theta = 70^\circ$. Параметры слоя ХЖК таковы: $\epsilon_1 = 2.29$, $\epsilon_2 = 2.143$, $\sigma = 0.42$ мкм, $d = 100\sigma$, $\epsilon = 1$.

При наклонном падении появляются новые особенности. При малых углах падения вращение плоскости поляризации имеет разный знак по обе стороны от ОДО. При больших углах падения вращение многократно меняет знак. При наклонном падении эллиптичность поляризации также имеет раз-

ный знак по обе стороны от ОДО. Как показывает численный анализ, эти особенности также обусловлены особенностями возбуждения собственных мод в среде. Нужно иметь в виду также и факт, что, как уже было отмечено, при наклонном падении все собственные моды становятся дифракционными. Наши исследования показывают, что при наличии диэлектрических границ в среде возбуждается намного более слабая волна со слабозадействующей СП, чем при отсутствии диэлектрических границ.

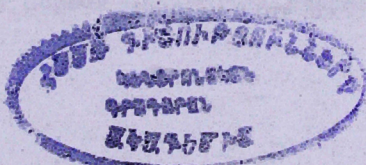
Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми для случая отсутствия диэлектрических границ [30] показывает существование еще одной важной особенности, а именно, при увеличении угла падения ОДО мало смещается в сторону коротких волн; во всяком случае, не по условию Брэгга $\lambda_B = \bar{n} \sigma \cos \theta$ (λ_B – центральная длина волны ОДО, $\bar{n} = \sqrt{\epsilon_1 + \epsilon_2}/2$ – средний коэффициент преломления ХФК, σ – шаг спирали, θ – угол падения). Эта особенность также имеет свое объяснение. В конечном слое ХФК имеется три основных фактора, влияющих на вращение плоскости поляризации и эллиптичность. Это дифракция света на периодической структуре ХЖК, дифракция света в ограниченном объеме слоя ХЖК и френелевские отражения от поверхностей слоя. При $\epsilon = \epsilon_m$ роль френелевских отражений сведена к минимуму, и основной вклад дают дифракция света на периодической структуре ХЖК и дифракция света в ограниченном объеме слоя ХЖК (выражающаяся в том, что вне ОДО вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации изменяются с осцилляциями). В этом случае центральная длина волны ОДО определяется следующей формулой:

$$\lambda_B = \sigma \bar{n} \cos \theta \sqrt{1 - \frac{\delta}{2} \sin^2 \theta}, \quad (1)$$

где $\delta = \epsilon_1 - \epsilon_2 / \epsilon_1 + \epsilon_2$ [2]. При $\epsilon_m \neq \epsilon$ картина существенно меняется. При малых углах наклонного падения влияние френелевских отражений на пропускание/отражение сравнительно мало, однако это влияние критически увеличивается при больших углах падения. При отсутствии диэлектрических границ угол θ является одновременно и углом падения, и углом между осью спирали и падающим лучом (в случае планарного слоя ХЖК). При наличии диэлектрических границ из-за преломления света на границе слоя угол падения и угол между лучом в среде и осью среды отличаются друг от друга. Поэтому, согласно закону Снелля, угол θ должен быть заменен углом

$$\Theta = \arcsin \left(\frac{n_0}{\bar{n}} \sin \theta \right), \quad (2)$$

где n_0 – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХЖК, θ – угол падения. Этим объясняется как малое смещение ОДО в сторону коротких волн при увеличении угла падения, так и практическое отсутствие области полного отражения при наличии диэлектрических границ в случае наклонного падения.



3. Собственные поляризации

Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения – это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [31]. СП и собственные значения дают большую информацию об особенностях взаимодействия света с системой, и поэтому в оптике, особенно в эллипсометрии, вычисление СП и собственных значений для каждой оптической системы достаточно важно. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. В частности, при нормальном падении, для которого известно точное решение, и следовательно, известны поляризации собственных мод, наши исследования показывают, что СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. Тем не менее, в общем случае есть определенные отличия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред). В СП учтено влияние диэлектрических границ. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых точное решение задачи неизвестно. Особенности СП и собственных значений для слоя ХЖК при нормальном падении исследованы в работах [32,33]. Ряд результатов по изучению особенностей СП и собственных значений для слоя ХЖК при наклонном падении представлен в работах [2,26]. Детальное исследование особенностей СП для ХЖК при наклонном падении и в случае отсутствия диэлектрических границ проведено в [27]. В нашей работе приведены результаты анализа особенностей СП при наличии диэлектрических границ.

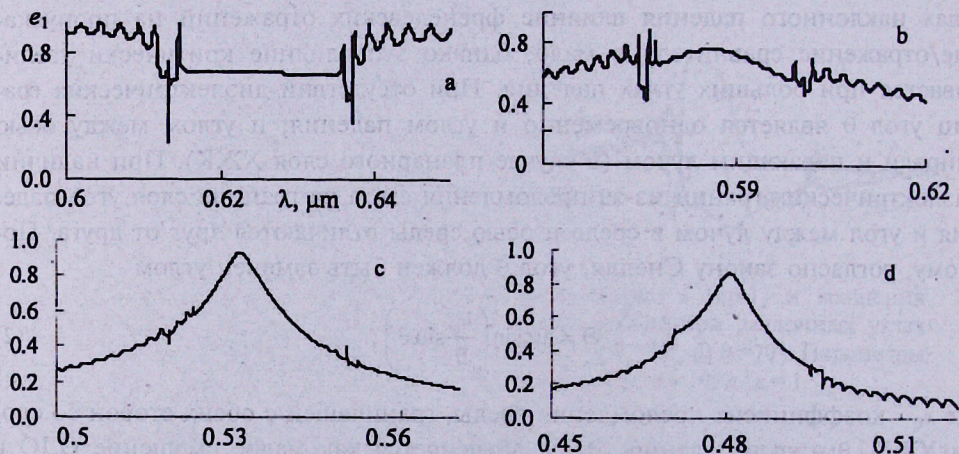


Рис.2. Зависимость эллиптичности e_1 первой СП от длины волны при различных углах падения световой волны. Параметры и обозначения те же, что и на рис.1.

На рис.2 представлена зависимость эллиптичности e_1 первой СП от длины волны при различных углах падения падающей волны. А на рис.3 показана зависимость азимута φ_1 первой СП от длины волны при различных углах падения падающей волны. Эллиптичность e_2 и азимут φ_2 второй СП отличаются от e_1 и φ_1 практически только знаком: $e_2 \approx -e_1$, $\varphi_2 \approx -\varphi_1$. При нормальном падении света, при $\varepsilon = \varepsilon_m$ СП ортогональны и круговые. При наклонном падении они не ортогональны, и при углах падения $\theta > 30^\circ$ они квазилинейны (вне ОДО), а в самой ОДО эллиптичность СП значительно больше, чем вне ОДО [27]. При $\varepsilon \neq \varepsilon_m$ СП не ортогональны ни при каких углах падения. Они имеют эллиптическую поляризацию. Здесь наблюдается следующая закономерность: при наклонном падении в ОДО эллиптичность СП имеет пик вблизи центра ОДО, причем с увеличением угла падения значение эллиптичности на пике увеличивается, так что вблизи центра ОДО СП практически представляют собой две круговые поляризации. При $\varepsilon = \varepsilon_m$ имеем обратную картину: в ОДО эллиптичность поляризации претерпевает сильные изменения, на определенных длинах волн обращаясь в ноль; вне ОДО эллиптичность (по модулю) уменьшается с осцилляциями, а при больших углах падения вне ОДО СП практически являются линейными поляризациями. Такой характер частотной зависимости эллиптичности СП при $\varepsilon = \varepsilon_m$ обусловлен образованием трехпиковой дифракционной области с центральной областью полного отражения и боковых областей селективного отражения. В нашем случае область полного отражения практически не формируется.

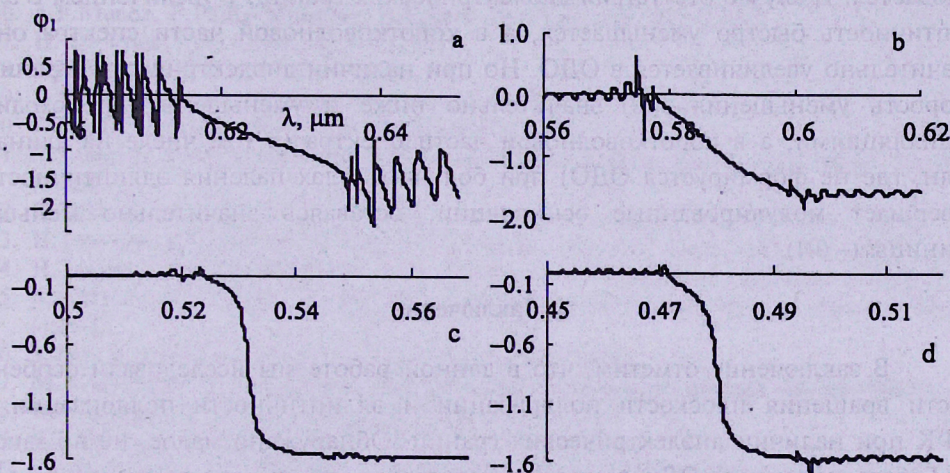


Рис.3. Зависимость азимута φ_1 первой СП от длины волны при различных углах падения световой волны. Параметры и обозначения те же, что и на рис.1.

На рис.4 представлены зависимости коэффициентов отражения $R_{1,2}$ (кр.1,2) при падении на слой ХЖК света с первой и второй СП, соответственно, и зависимость эллиптичности e_1 (кр.3) первой СП от угла падения

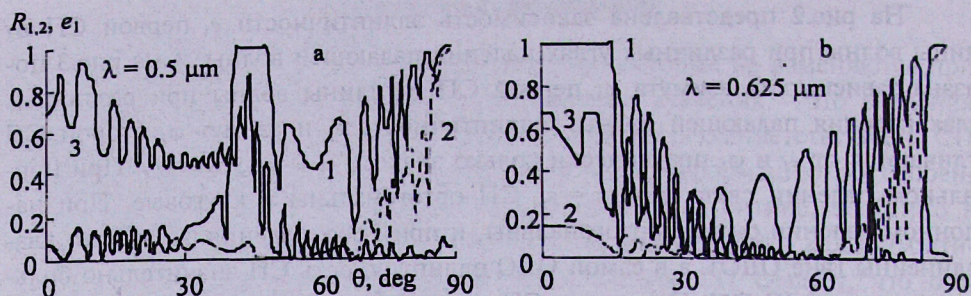


Рис.4. Зависимости коэффициентов отражения $R_{1,2}$ (кр.1,2) и эллиптичности e_1 первой СП (кр.3) от угла падения при различных длинах волн падающего света. Параметры те же, что и на рис.1.

для различных длин волн падающего света. Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми в случае $\epsilon \neq \epsilon_m$ [27] показывает, что как в зависимостях $R_{1,2}(\theta)$, так и в зависимости $e_1(\theta)$ при наличии диэлектрических границ появляются осцилляции, являющиеся проявлением френелевских отражений от диэлектрических границ. С увеличением угла падения амплитуда этих осцилляций существенно увеличивается. Увеличение эллиптичности в ОДО происходит на тех длинах волн, на которых дифракционное отражение имеет место при наклонном падении, т.е. в коротковолновой части спектра. Эти кривые также показывают, что при наличии диэлектрических границ, при данных параметрах задачи, область полного отражения практически не наблюдается. В случае отсутствия диэлектрических границ, с увеличением θ эллиптичность быстро уменьшается, а в коротковолновой части спектра она значительно увеличивается в ОДО. Но при наличии диэлектрических границ скорость уменьшения $e_1(\theta)$ значительно ниже и уменьшение происходит осцилляциями, а в коротковолновой части спектра (в том числе на длинах волн, где не формируется ОДО) при больших углах падения эллиптичность совершает модулированные осцилляции, оставаясь значительно меньше единицы (~ 0.4).

4. Заключение

В заключение отметим, что в данной работе мы исследовали особенности вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации в ХФК при наличии диэлектрических границ. Обнаружено малое, не по закону Брэгга, смещение ОДО в сторону коротких волн при увеличении угла падения. Показано, что это связано с преломлением света на границе слоя, вследствие чего изменяется угол между осью спирали и лучом света. Обнаружено отсутствие изменения знака вращения в ОДО при наличии диэлектрических границ. Обнаружено плавное изменение вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации в ОДО по сравнению со случаем $\epsilon = \epsilon_m$. Изучены особенности СП. Показано, что при наличии диэлектрических

ких границ эллиптичность СП мало уменьшается при увеличении угла падения по сравнению со случаем $\varepsilon = \varepsilon_m$. В центре ОДО, при углах падения $\theta > 40^\circ$ СП представляют собой практически квазикруговые поляризации. Выяснено, что при наличии диэлектрических границ область полного отражения практически не наблюдается.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G.de Gennes, J.Prost. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon, 1993.
2. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
3. L.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, K.E. Torn, A.Lakhtakia, M.W. McCall. Opt. Commun., 184, 57 (2000).
4. S.Pursel, M.W.Horn, M.C.Demirel, A.Lakhtakia. Polymer, 46, 9544, 2005.
5. K.Robbie, D.J.Broer, M.J.Brett. Nature (London), 399, 764 (1999).
6. D.Subacius, S.V.Shiyanovskii, Ph.Bos, O.D.Lavrentovich. Appl. Phys. Lett., 71, 3323 (1997).
7. K.A.Suresh, Y.Sah, P.B.S.Kumar, G.S.Ranganath. Phys. Rev. Lett., 72, 2863 (1994).
8. A.Lakhtakia, M.McCall. Opt. Commun., 168, 457 (1999).
9. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., 88, 586 (2000).
10. N.P.M.Huck, I.Staue, A.Thirouard, D.K.G. De Broer. Jpn. J. Appl. Phys., 42, 5189 (2003).
11. D.J.Broer, G.N.Mol, J.A.M.M.Haaren, J.Lub. Adv. Mater., 11, 573 (1999).
12. S.M.P.Blom, H.P.M.Huck, H.J.Cornelissen, H.Greiner. J. Soc. Inf. Display, 10, 209 (2002).
13. S.Furumi, S.Yokoyama, A.Otomo, S.Mashiko. Appl. Phys. Lett., 82, 16 (2003).
14. S.M.Morris, A.D.Ford, M.N.Pivnenko, H.J. Coles. J. Appl. Phys., 97, 023103 (2005).
15. A.Chanishvili, G.Chilaya, G.Petriashvili. Appl. Phys. Lett., 83, 5353 (2003).
16. A.F.Munoz, P.Palfy-Muhoray, B.Taheri. Opt. Lett., 26, 804 (2001).
17. H. De Vries. Acta Cryst., 4, 219 (1951).
18. Е.И.Кац. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
19. D.W.Berreman, T.J.Sheffer. Phys. Rev. Lett., 25, 577 (1970).
20. R.Dreher, G.Meier. Phys. Rev. A, 8, 1616 (1973).
21. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, A.Fukuda, E.Kuze. Jpn. J. Appl. Phys., 22, 1080 (1983).
22. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 21, L390 (1982).
23. H.Takazoe, K.Hashimoto, Y.Ouchi, et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 101, 329 (1983).
24. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 22, L185 (1983).
25. А.А.Муравский, А.П.Хапалюк, В.С.Рачкевич, А.И. Комяк. Опт. и спектр., 56, 91 (1984).
26. Y.Sah, K.A.Suresh. J. Opt. Soc. Am. A., 11, 740 (1994).
27. М.З.Арутюнян, Г.А.Варданян, А.А.Геворгян. Оптический журнал, 74, 16 (2007).
28. В.А.Беляков, В.Д.Дмитриенко. ФТТ, 15, 2724 (1973).
29. В.А.Беляков, В.Д.Дмитриенко. ФТТ, 15, 3540 (1973).
30. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, А.Н.Кочарян. Изв. НАН Армении, Физика, 40, 355 (2005).
31. R.M.A.Azzam, N.M.Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
32. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).
33. R.Nityananda. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 21, 315 (1973).

**ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ, ԼՈՒՅՄԻ ԱՆԿՍԱՆ ԱՆԿՅԱՆ
ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ԱՁԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԶԻՐԱՆ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ**

Մ.Ջ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ս.Ա. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ

Զննարկված է լույսի թեք անցումը քիրալ ֆոտոնային բյուրեղի վերջավոր հաստությամբ պլանար շերտով: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով: Հետազոտված են քլեռացման հարթության պտույտի և էլիպսականության սպեկտրները՝ դիելեկտրական սահմանների ամկայության դեպքում: Ուսումնասիրված են քիրալ ֆոտոնային բյուրեղների սեփական քլեռացումների առանձնահատկությունները:

**INFLUENCE OF DIELECTRIC BOUNDARIES, INCIDENCE ANGLE,
AND POLARIZATION OF LIGHT ON THE OPTICAL PROPERTIES
OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS**

M.Z. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN, S.A. MKHITARYAN

Oblique light transmission through a planar layer of a chiral photonic crystal with finite thickness is considered. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition method. The polarization plane rotation and ellipticity spectra in the presence of dielectric boundaries are investigated. The natural polarization peculiarities of chiral photonic crystals are studied.