

УДК 548.0

МНОГОСЛОЙНАЯ СИСТЕМА КАК УПЛОТНИТЕЛЬ СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 ноября 2003 г.)

Рассмотрены оптические свойства многослойной системы холестерического жидкий кристалл (1) (ХЖК(1)) – слой изотропной среды – ХЖК(2). Исследованы особенности распределения энергии электромагнитной волны внутри системы. Показано, что в определенных спектральных областях происходит уплотнение (аккумуляция) энергии электромагнитной волны. Рассмотрены реальные многослойные оптические системы, позволяющие использовать это явление.

1. Введение

Слоисто-периодические среды в последние годы вызывают повышенный интерес исследователей в связи со всевозрастающими техническими возможностями в эпитаксиальной технологии по созданию периодических (и аperiodических) многослойных структур. Такие структуры представляют новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и от геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, в антенной технике.

При изучении особенностей распространения волн в таких системах в большинстве случаев обычно определяются только поля отраженной и прошедшей волн, тогда как поле внутри самой системы остается неопределенным. Однако во многих физически интересных случаях необходимо знание распределения поля не только вне системы, но и внутри самой системы. Такая необходимость возникает, например, при исследовании распространения излучения в различных волноводах, в неоднородных средах и многослойных системах, при исследовании оптического поглощения в различных периодических системах [1-8]. Так, в работах [6-8] исследованы механизмы аномалии поглощения излучения в режиме дифракции и обнаружен новый механизм

аномалии поглощения излучения, обусловленный именно особенностями распределения поля световой волны внутри самой системы. В частности, показано, что на определенных длинах волн плотность световой энергии в системе может стать в несколько раз больше, чем вне системы, т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) энергии световой волны системой. Возникает естественная необходимость исследования возможностей уплотнения световой энергии многослойной системой с целью его возможного применения в различных областях науки и техники.

Ниже исследованы возможности уплотнения световой энергии системой, состоящей из двух слоев среды со спиральной периодической структурой, разделенных слоем изотропного однородного диэлектрика (слой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – слой ХЖК(2)), и возможные области ее применения.

2. Оптическая теория системы ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2)

Рассмотрим распространение света через систему ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) (рис.1). Такая задача исследована также в [9], где, однако, рассмотрены только поля отраженной и прошедшей волн. В работах [10-12] изучено распространение света через систему двух слоев из диэлектрических тонкослойных геликоидальных бианизотропных сред, имеющих спиральности разных знаков. И в этих работах также рассмотрены

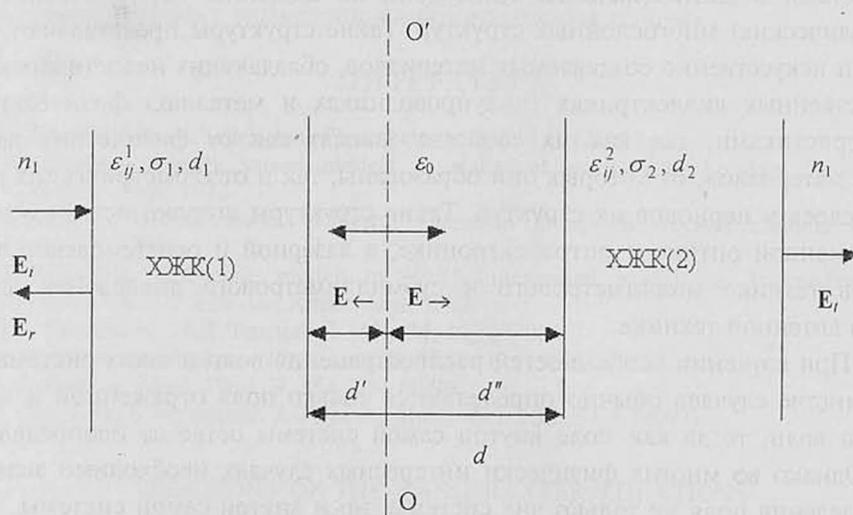


Рис.1. Геометрия многослойной оптической системы. $\epsilon_{ij}^{1,2}$ – главные значения тензоров диэлектрических проницаемостей слоев ХЖК, $\sigma_{1,2}$ – шаги спиралей слоев ХЖК, $d_{1,2}$ – толщины слоев ХЖК, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость слоя изотропного диэлектрика, d – толщина этого слоя, $n_{1,2}$ – коэффициенты преломления сред, граничащих с обеих сторон с рассматриваемой системой.

только поля отраженной и прошедшей волн. Указанные системы имеют интересные особенности, они могут быть применены в качестве узкополосных фильтров и зеркал [9-12].

Проблема распространения волн в неоднородных средах и многослойных системах является актуальной проблемой физики и ее решению посвящено множество работ (см., в частности, работы [9,13-19]). Для решения данной задачи мы применяем простой и эффективный метод сложения слоев Амбарцумяна [9,19]. Преимущество этого метода заключается в том, что путем введения дополнительных матриц \hat{S} и \hat{P} добиваются того, что усложнение задачи (введение между или внутри многослойной системы дополнительных слоев, или слоев излучающих плоскостей – источников, или переход от отыскания характеристик “отражения – пропускания” к поиску характеристик внутренних полей в оптической системе) не приводит к необходимости решения новых уравнений.

Пусть на систему ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) падает волна E_i , рождая отраженную от системы и прошедшую через нее волны E_r и E_t , соответственно. Комплексные амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн разложим по круговым базисным поляризациям

$$E_{i,r,t} = E_{i,r,t}^+ n_+ + E_{i,r,t}^- n_- = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^+ \\ E_{i,r,t}^- \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где n_+ , n_- – орты круговых базисных поляризаций. При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

$$E_r = \hat{R}E_i, \quad E_t = \hat{T}E_i, \quad (2)$$

где \hat{R} и \hat{T} – матрицы Джонса для системы.

Согласно [9], если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу «слева направо» двух систем «А» и «В», то матрицы отражения \hat{R}_{A+B} и пропускания \hat{T}_{A+B} при падении света на систему «А+В» с левой стороны выразятся через соответствующие матрицы составляющих подсистем «А» и «В» в форме

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{S} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \hat{P} \hat{T}_A. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь предполагается, что система «А» – это система, находящаяся левее, а система «В» – система, находящаяся правее сшивающей поверхности OO' (рис.1), поэтому

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, \\ \tilde{\hat{T}}_A &= \tilde{\hat{T}}_1 \exp(ik_0 d'), & \tilde{\hat{R}}_A &= \exp(ik_0 d') \tilde{\hat{R}}_1 \exp(ik_0 d'), \\ \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), & \hat{R}_B &= \exp(ik_0 d'') \hat{R}_2 \exp(ik_0 d''), \end{aligned} \quad (4)$$



где \hat{T}_1 , \hat{R}_1 и \hat{T}_2 , \hat{R}_2 – матрицы пропускания и отражения первого и второго слоев ХЖК, соответственно, $k_0 = (2\pi/\lambda)\sqrt{\epsilon_0}$, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика, λ – длина волны в вакууме, d' и d'' – расстояния сшивающей поверхности OO' соответственно от левой и правой границ изотропного диэлектрика, «тильдой» обозначены отражающие – пропускающие характеристики системы при падении на нее волны «с правой стороны».

Матрицы \hat{S} и \hat{P} описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности OO' . Таким образом,

$$\mathbf{E}_{\rightarrow} = \hat{P}\mathbf{E}_i \quad (5)$$

является волной, возникающей на этой поверхности и распространяющейся направо, а

$$\mathbf{E}_{\leftarrow} = \hat{S}\mathbf{E}_i \quad (6)$$

является волной, возникающей на той же поверхности, но распространяющейся налево. Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = (\hat{S} + \hat{P})\mathbf{E}_i \quad (7)$$

А матрицы \hat{S} и \hat{P} , согласно [9], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{\tilde{R}}_A \hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \hat{\tilde{R}}_A \hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

При помощи (1)–(8) мы нетрудно вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, интенсивность суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности $I = |E_{\text{total}}|^2/|E_i|^2$, а также другие оптические характеристики системы.

3. Численные расчеты. Выводы

Сначала рассмотрим случай, когда слой изотропной среды между слоями ХЖК отсутствует. На рис.2а представлена зависимость коэффициента прохождения T от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае, когда слои ХЖК идентичны. На рис.2б показана зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, от длины волны. На рис.2с,д представлены аналогичные зависимости в случае, когда слои ХЖК отличаются друг от друга только знаком спирали. Как видно из графиков, на определенных длинах волн падающего света интенсивность суммарной волны в системе превосходит интенсивность падающего на систему света в несколько раз (на длине волны $\lambda = 0.613\text{мкм}$ в случае идентичных слоев ХЖК в 18 раз), т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) световой энергии.

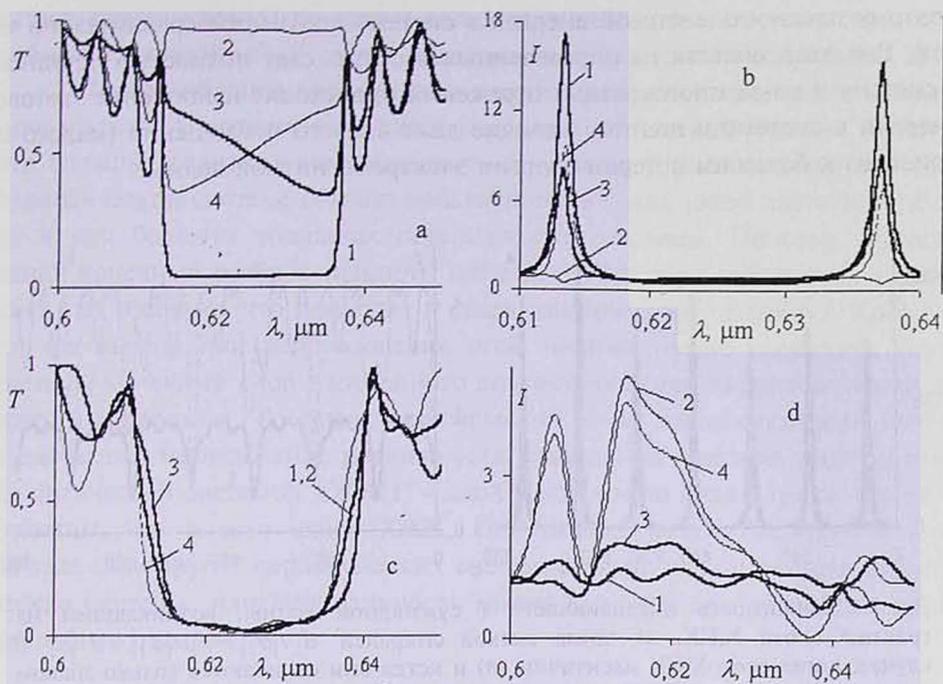


Рис.2. Зависимость коэффициента прохождения T (a,c) и интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе слоев ХЖК (b,d) от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае, когда слои ХЖК идентичны (a,b) и когда они отличаются только знаком спирали (c,d). Кривые 1 соответствуют случаю, когда падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию, кривые 2 – левую круговую поляризацию, кривые 3 – линейную по оси x поляризацию и кривые 4 – линейную по оси y поляризацию. Спирали правые (a,c), правая (1) – левая (2) (b,d). Параметры системы таковы: $n_1=n_2=1$, $\varepsilon_1^1=\varepsilon_1^2=2.29+i0.1 \cdot 10^{-9}$, $\varepsilon_2^1=\varepsilon_2^2=2.143+i0.1 \cdot 10^{-9}$, $d_1=d_2=25|\sigma_{1,2}|$, $\sigma_1=\sigma_2=0.42$ мкм (a,c), $\sigma_1=-\sigma_2=0.42$ мкм (b,d).

На рис.3а,б представлены зависимости интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, от толщины первого слоя ХЖК (толщины слоев равны) в случаях, когда слои ХЖК идентичны (а) и когда они отличаются только знаком спирали (б). Из рисунков видно, что 1) в первом случае, т.е. при идентичных слоях ХЖК можно получить на два порядка большее уплотнение световой энергии, чем во втором случае; 2) в первом случае на определенных длинах волн света величина I достигает значения 400, причем это не предел.

В случае идентичных слоев ХЖК максимальное уплотнение наблюдается вне частотной области дифракционного отражения. Сравнение этих результатов с данными работы [6] показывает, что максимальное уплотнение получается на частотах, на которых имеет место аномально сильное поглощение. Эти особенности имеют естественное объяснение. Действительно, в области селективного отражения волна мало проникает в глубь системы и

поэтому плотность световой энергии в системе получается сравнительно малой. Вне этой области на определенных частотах свет полностью проникает в систему и из-за многократных отражений происходит накопление световой энергии в системе и поэтому наличие даже слабого поглощения (малого ϵ'') приводит к большим потерям энергии электромагнитной волны.

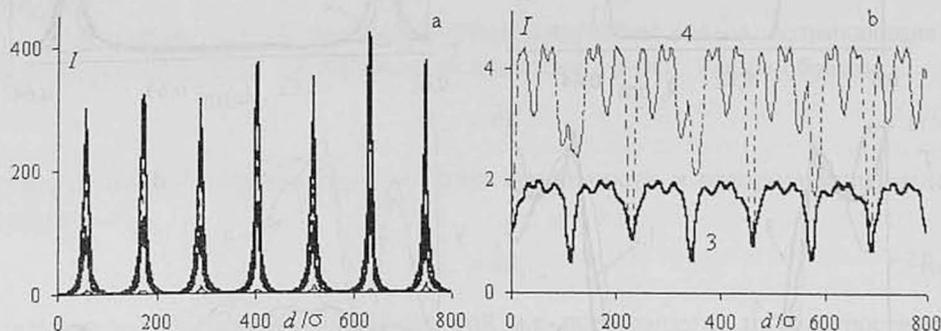


Рис.3. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе слоев ХЖК, от числа витков спиралей $d_1/|\sigma_1|=d_2/|\sigma_2|=d/|\sigma|$ в случае, когда слои ХЖК идентичны (а) и когда они отличаются только знаком спирали (б). $\lambda=0.613$ мкм. Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

Отметим, что эти системы обладают еще одной особенностью, а именно, невзаимностью. В работе [20] открыты новые виды невзаимности, которые наблюдаются в неоднородных гиротропных средах и многослойных системах с гиротропными слоями. В работе [21] исследован ряд особенностей невзаимности в системе ХЖК(1) – ХЖК(2). Здесь мы обсудим ряд новых особенностей невзаимности этой системы.

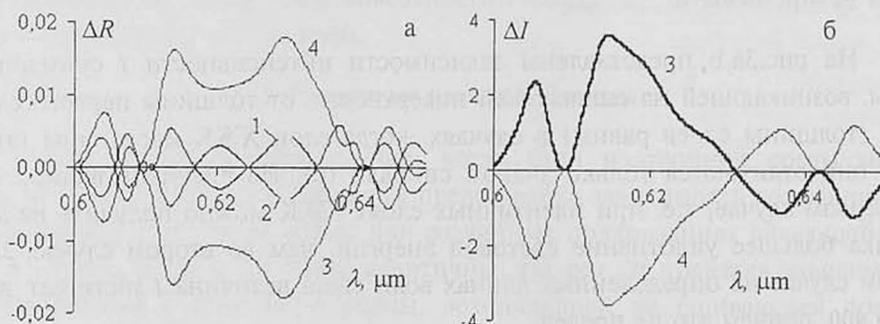


Рис.4. Зависимость невзаимности отражения ΔR (а) и ΔI (б) от длины волны. Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

На рис.4а представлена зависимость величины ΔR ($\Delta R = R_1 - R_2$, R_1, R_2 – коэффициенты отражения при падении света на систему соответственно с левой и с правой стороны) от длины волны падающего света. На рис.4б по-

казана зависимость ΔI от длины волны при падении на систему света с линейной поляризацией. В случае падения света с круговой поляризацией $\Delta I \approx 0$.

Теперь обсудим возможности практического использования выявленного эффекта уплотнения световой энергии в оптической системе. Отметим, что большие значения интенсивности I суммарной волны, возникающей в периодической системе обычно наблюдаются в очень узкой частотной области и при больших толщинах периодической системы. Поэтому существующий конечный разброс толщины оптической системы приводит к усреднению I по толщине, что приводит к существенному уменьшению I . Кроме того, для вывода или использования этой энергии нужно поместить внутри системы конечный слой изотропного диэлектрика (или полупроводника, или другого материала). То есть с практической точки зрения большой интерес представляет исследование возможности уплотнения световой энергии именно оптической системой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2). Отметим, что вместо слоев ХЖК, естественно, можно использовать конечные слои других периодических систем, а также искусственные периодические системы, или периодичность может быть создана внешними периодическими полями.

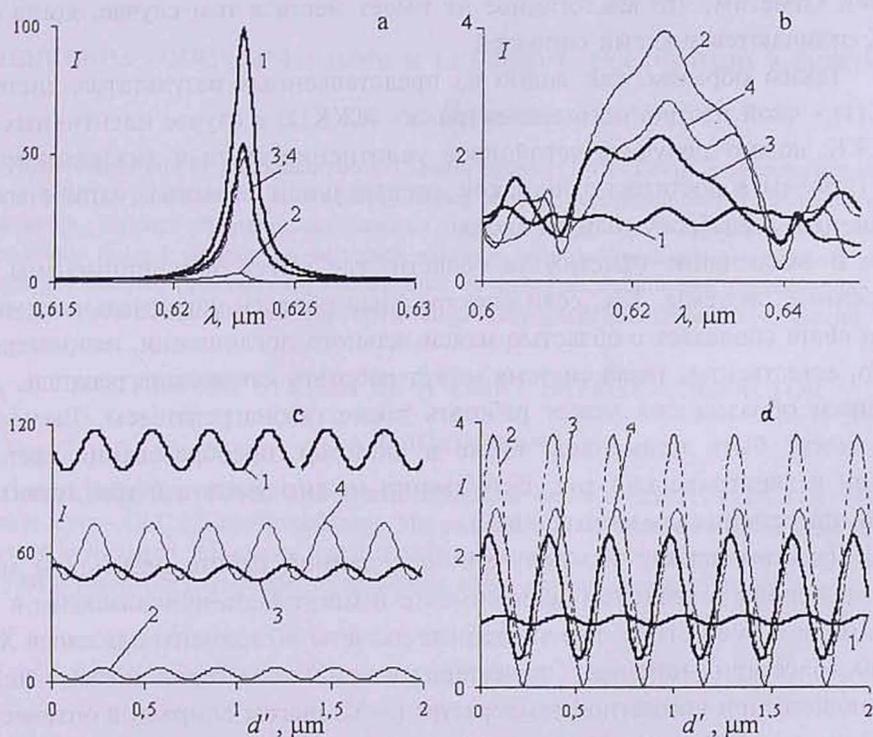


Рис.5. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в диэлектрическом слое, от длины волны (a,b) и от d' (c,d) в случае, когда слои ХЖК идентичны (a,c) и когда они отличаются только знаком спирали (b,d). Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

На рис.5а,б представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в диэлектрическом слое, от длины волны соответственно в случаях, когда слои ХЖК идентичны (а) и когда они отличаются только знаком спирали (б). А на рис.5с,д показана зависимость интенсивности I от d' также в случаях, когда слои ХЖК идентичны (с) и когда они отличаются только знаком спирали (д). Из представленных результатов следует, что в этих системах также в определенных спектральных областях имеет место уплотнение световой энергии. Однако имеются и существенные различия. Так, если в случае идентичных слоев ХЖК в первом случае (т.е. при отсутствии диэлектрического слоя) максимальное уплотнение наблюдается вне области дифракционного отражения, то при наличии диэлектрического слоя максимальное уплотнение имеет место в центре этой области. Кроме того, если в первом случае максимальное уплотнение наблюдается в узкой частотной области, то во втором случае оно наблюдается в существенно широкой частотной области. Отметим также, что если в первом случае имеется сильная зависимость от толщин слоев ХЖК и явление уплотнения чувствительно по отношению к разбросу толщины, то во втором случае наблюдается слабая зависимость как от толщин слоев ХЖК, так и от d' (величина I осциллирует в зависимости от толщин слоев ХЖК, не выходя из режима уплотнения). Отметим, что аналогичное не имеет места в том случае, когда слои ХЖК отличаются знаками спиралей.

Таким образом, как видно из представленных результатов, системой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) в случае идентичных слоев ХЖК можно получить устойчивое уплотнение света в диэлектрическом слое (причем в достаточно широкой спектральной области), устойчивое по отношению к разбросу толщин слоев.

В заключение отметим те области, где могут быть применены рассмотренные системы. Так, если спектральная область максимального уплотнения света совпадает с областью максимального поглощения, например, воды, то, естественно, такая система может работать как водонагреватель. Аналогичным образом она может работать также газонагревателем. Такие системы могут быть применены также в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно можно указать и ряд других областей применения указанных систем.

Отметим также, что полученные в данной работе результаты могут быть проверены в реальном эксперименте и могут быть использованы в науке, технике и энергетике. Все численные расчеты выполнены для слоев ХЖК состава холестерил-нонаноат : холестерил хлорид: холестерил ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($\sigma = 0.42$ мкм). Точность проведенных численных расчетов контролировалась законом сохранения энергии (при отсутствии поглощения $R+T=1$), а также сравнением полученных результатов при определенных предельных случаях с ранее известными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Yariv and P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York, John Wiley & Sons, 1984.
2. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, John Wiley & Sons, 1988.
3. F.Ramos-Mendieta and P.Halevi. JOSA, B, 14, 370 (1997).
4. F.Villa, L.E.Regalado, et al. Opt. Lett., 27, 646 (2002).
5. В.В.Ефимов, Д.И.Семенов. Опт. и спектр., 77, 72 (1994).
6. А.Н.Геворгян. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 378, 187 (2002).
7. А.А.Геворгян. Изв.НАН Армении, Физика, 38, 366 (2003).
8. А.А.Геворгян. Изв.НАН Армении, Физика, 39, 26 (2004).
9. А.Н.Геворгян, К.В.Пароуян, and Н.В. Пикичян. Opt. and Spectr., 88, 586 (2000).
10. A.Lakhtakia, V.C.Venugopal. Microw. Opt. Technol. Lett., 17, 135 (1998).
11. A.Lakhtakia. Sensors & Actuators, B: Chem., 52, 243 (1998).
12. A.Lakhtakia, I.J.Hodgkinson. Opt. Commun., 167, 191 (1999).
13. F.Abeles. Ann. de Physique. 5, 596 (1950); 5, 706 (1950).
14. D.W.Bergeman. JOSA, 203, 385 (1974).
15. Л.М.Бреховских Волны в слоистых средах. М., Наука, 1973.
16. В.И.Кляцкин. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М., Наука, 1980.
17. В.И.Кляцкин. Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1980.
18. D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, and A.Zh.Khachatrian. Opt. Commun., 192, 135 (2001).
19. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР. Естественные науки. 1-2, 31 (1944).
20. А.А.Геворгян. Изв.НАН Армении, Физика, 37, 155 (2002).
21. А.Н.Геворгян, К.В.Пароуян. Abstracts of the Int. Conf. On Lasers, Tucson, Arizona, USA, p.3, 2001.

ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ՀԱՍՏԱԿԱՐԳԸ ՈՐՊԵՍ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԽՏԱՅՈՒՑԻՉ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են խլիեստերիկային հեղուկ բյուրեղ (1) (ԽՀԲ(1)) – իզոտրոպ դիէլեկտրիկ շերտ – ԽՀԲ(2) բազմաշերտ համակարգի օպտիկական հատկությունները: Հետազոտված են համակարգի ներսում էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի բաշխման առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ սպեկտրի որոշակի տիրույթներում տեղի է ունենում լուսային էներգիայի խտացում (կուտակում): Զննարկված են այնպիսի բազմաշերտ համակարգեր, որոնք հնարավորություն են տալիս օգտագործելու լուսային էներգիայի կուտակման այս երևույթը:

MULTILAYER SYSTEM AS A LIGHT ENERGY COMPACTOR

A.H. GEVORGYAN

Optical properties of multilayer system cholesteric liquid crystal (1) (CLC (1)) – isotropic dielectric layer – CLC (2) are investigated. The possibility of accumulation of the light energy in the system is discussed. It is shown that in certain regions of the spectrum the accumulation of light energy takes place. The possibilities of application of this phenomenon are discussed.