

УДК 548.0

## **ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН**

Э.М. АРУТЮНЯН\*

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

\* e-mail: eduardh@iapp.sci.am

(Поступила в редакцию 27 мая 2013 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в поле двух встречных ультразвуковых волн. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных и поляризационных характеристик от длины волны света при различных значениях параметров задачи. Обсуждены возможности применения таких систем.

### **1. Введение**

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК), которые позволяют контролировать распространение световых волн [1,2]. Богатыми оптическими свойствами обладают хиральные ФК [3-10]. Особый интерес представляют самоорганизующиеся структурно-хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектические жидкие кристаллы и т.д.), из-за более богатых оптических свойств [11]. Для этих кристаллов фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Однако периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществить, т.е. 1D хиральный ФК можно создать также другими способами. В последние годы большой интерес представляют хиральные слоистые среды, изготовленные из слоев гиротропных и негиротропных сред или из слоев гиротропных сред различных типов [3-10]. Гиротропный слой, находящийся во внешнем ультразвуковом поле, становится 1D хиральным ФК [12-14]. Ниже такие среды мы будем называть хиральными периодическими средами (ХПС). Так как параметрами ультразвука можно управлять, то таким образом можно получить хиральный ФК с управляемыми параметрами. В настоящее время для изготовления акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т.д.) широкое применение находят именно кристаллы, обладающие как хорошими фотоупругими свойствами, так и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), теллур (Te), кварц ( $\alpha\text{-SiO}_2$ ) и др.

Дифракция света на упругих волнах используется в практических устройствах, главным образом, благодаря существенной разнице между скоростью света и скоростью звука. Следствием этого является то, что мгновенная пространственная структура упругой волны может быть использована с помощью светового зонда в любой точке так, как если бы упругая волна была стационарна. Эта дополнительная особенность приводит к способности приборов на упругих волнах в истинном масштабе времени осуществлять одновременную параллельную обработку сигналов. Дифракция света на акустических волнах используется в качестве одного из средств для модуляции оптического излучения.

В данной работе рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в поле двух встречных ультразвуковых волн.

## 2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой изотропного гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями  $z = 0$  и  $z = d$  ( $d$  – толщина слоя). Плоские ультразвуковые волны распространяются вдоль оси  $z$ . Она превращает параметры  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $\bar{\gamma}$  в функции от координаты  $z$  ( $\varepsilon$ ,  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости, а  $\bar{\gamma}$  – параметр естественной гиротропии этого слоя). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \bar{\gamma} \end{pmatrix} \left[ 1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_1 \\ \Delta\mu_1 \\ \Delta\bar{\gamma}_1 \end{pmatrix} \sin(K_1 z) - \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_2 \\ \Delta\mu_2 \\ \Delta\bar{\gamma}_2 \end{pmatrix} \sin(K_2 z) \right], \quad (1)$$

где глубины модуляции  $\Delta\varepsilon_1$ ,  $\Delta\mu_1$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_1$  и  $\Delta\varepsilon_2$ ,  $\Delta\mu_2$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_2$  предполагаются малыми по отношению к единице величинами,  $K_{1,2} = \frac{2\pi}{\Lambda_{1,2}}$ ,  $\Lambda_{1,2}$  – длины ультразвуковых

волн. Эти периодические возмущения изменяются как в пространстве, так и во времени. В частности, если ультразвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью ультразвука. Так как скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в уравнениях Максвелла пренебречь зависимостью параметров среды от времени,

т.е. при вычислении  $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  и  $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  не дифференцировать параметры среды по

времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие оптической активности ( $\bar{\gamma} = 0$ ) так можно поступать при  $\Omega/\omega \ll 1$  [13,14], то при  $\bar{\gamma} \neq 0$  следует потребовать также

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \varepsilon_{1,2} \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \mu_{1,2} \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \bar{\gamma}_{1,2} \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad (2)$$

чтобы в уравнениях Максвелла было правомерно сохранять  $\bar{\gamma}$ , пренебрегая при этом производными по времени параметров среды. А эти условия легко выполняемы. Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью  $(x,z)$ , а волна падает под углом  $\alpha$  к нормали границы слоя, совпадающего с плоскостью  $(x,z)$ . Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции параллельной ( $p$ -поляризация) и перпендикулярной ( $s$ -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где индексы  $i,r,t$  обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а  $\mathbf{n}_p$  и  $\mathbf{n}_s$  – орты  $p$  и  $s$ -поляризаций.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  –  $2 \times 2$  матрицы отражения и пропускания для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для слоя среды с толщиной, равной длине ультразвуковой волны. Для этого слой с толщиной  $d$  разобьем на большое число тонких слоев с толщиной  $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$ . Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры слоя постоянны в каждом слое. Тогда, согласно, в частности, [15,16], задача определения  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  слоя с толщиной  $d = \Lambda$  сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{t}_j \hat{R}_{j-1} \left( \hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} \left( \hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (5)$$

с  $\hat{R}_0 = \hat{0}$ ,  $\hat{T}_0 = \hat{I}$ . Здесь  $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$  – матрицы отражения и пропускания для сред с  $j$  и  $j-1$  слоями, соответственно,  $\hat{r}_j, \hat{t}_j$  – матрицы отражения и пропускания для  $j$ -ого слоя,  $\hat{0}$  – нулевая матрица,  $\hat{I}$  – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц отражения и пропускания однородного гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи известно [17]. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (7)$$

При помощи формул (4), (5) можно вычислить отражение  $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$  и пропускание  $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$ , поворот плоскости поляризации  $\psi = \arctg \times [2\text{Re}(\chi) / (1 - |\chi|^2)] / 2$  и эллиптичность поляризации  $e = \arcsin[2\text{Im}(\chi) / (1 + |\chi|^2)] / 2$  ( $\chi = E_t^p / E_t^s$ ) ( $\chi = E_i^p / E_i^s$ ), круговой и линейный дихроизмы и т.д.

### 3. Результаты и обсуждение

Оптические свойства ХПС при наличии одной продольной ультразвуковой волны подробно изучены в работах [10,13,14]. Поэтому мы непосредственно переходим к исследованию эффектов, обусловленных наличием двух волн. Расчеты выполнены для ХПС с параметрами:  $\varepsilon = 2.5$ ,  $\mu = 1.0$ ,  $\bar{\gamma} = 0.1$ , толщина слоя  $d = 20$  мкм, угол падения  $\alpha = 30^\circ$ . Для наиболее отчетливого представления эффектов, связанных с наличием двух ультразвуковых волн, мы рассмотрели случай минимального влияния диэлектрических границ, т.е. полагали  $n_s = \sqrt{\varepsilon}$ , где  $n_s$  – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем. Далее, на первом этапе мы будем предполагать, что  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $\bar{\gamma}$  не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т.е. мы не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии и поглощения.

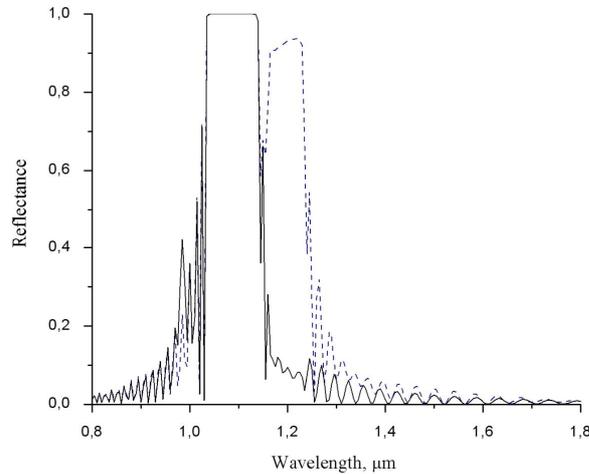


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны при наличии только одной ультразвуковой волны. Падающий на слой свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Параметры задачи таковы:  $\Delta\varepsilon = 0.5$ ,  $\Delta\mu = 0$ ,  $\Delta\gamma = 0.2$ ,  $\Lambda = 0.4$  мкм.

На рис.1 представлены спектры отражения при наличии только одной продольной ультразвуковой волны. Падающий на систему свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Как видно из этого рисунка, при данных параметрах задачи в первом порядке отражения формируются три фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ): одна зона не

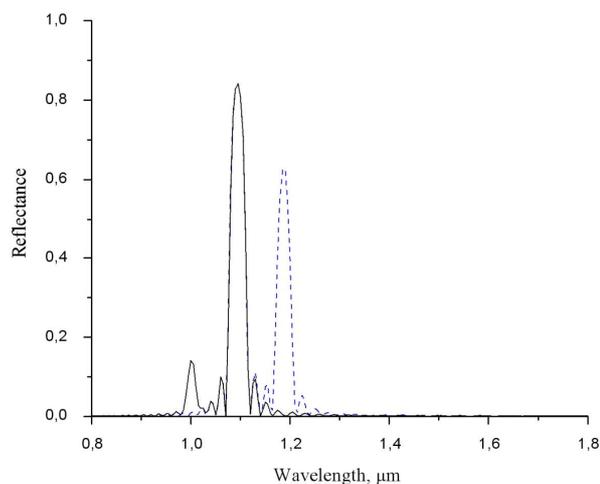


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы:  $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 0.4$  мкм,  $\Delta\varepsilon_1 = 0.5$ ,  $\Delta\varepsilon_2 = 0.4$ ,  $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_1 = 0.2$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_2 = 0.15$ . Остальные параметры те же, что и на рис.1.

селективна по отношению к поляризации падающего света, другие – селективные.

На рис.2 приведены спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн. Опять падающий на систему свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Здесь нами предполагается, что длины ультразвуковых волн совпадают и они

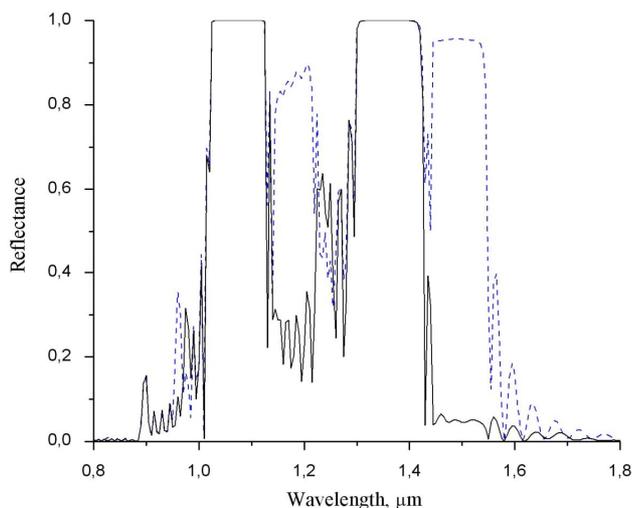


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы:  $\Lambda_1 = 0.4$  мкм,  $\Lambda_2 = 0.5$  мкм,  $\Delta\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon_2 = 0.5$ ,  $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_1 = \Delta\bar{\gamma}_2 = 0.2$ . Остальные параметры те же, что и на рис.1.

отличаются только глубинами модуляции. На рис.3 показаны спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн, глубины модуляции которых совпадают, а длины волн отличаются. И наконец, на рис.4 представлены спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн, которые отличаются друг от друга как по глубине модуляции, так и по длине волны.

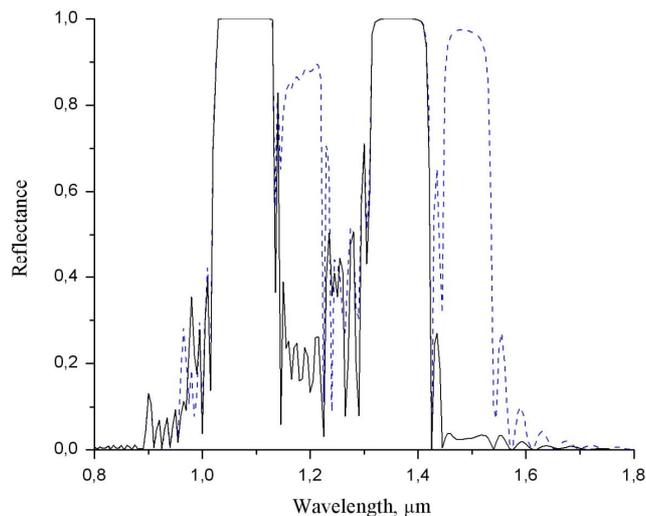


Рис.4. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы:  $\Lambda_1 = 0.4$  мкм,  $\Lambda_2 = 0.5$  мкм,  $\Delta\varepsilon_1 = 0.5$ ,  $\Delta\varepsilon_2 = 0.4$ ,  $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_1 = 0.2$ ,  $\Delta\bar{\gamma}_2 = 0.15$ . Остальные параметры те же, что и на рис.1.

Как видно из этих рисунков, изменением параметров ультразвуковых волн можно управлять отражением системы: меняя число ФЗЗ, эффективность дифракции в каждом порядке, частотную ширину и частотное местоположение этих областей, поляризационные особенности этих областей.

#### 4. Заключение

В данной работе мы изучили особенности дифракции света в гиротропном слое при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн. Картина дифракции в этом случае намного богаче, чем в случае одной ультразвуковой волны. Появляются новые области дифракционного отражения в каждом порядке дифракции. Ширина областей дифракционного отражения, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами среды и ультразвуковых волн, ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовые дискриминаторы, мультиплексеры

для циркулярно поляризованных волн. Они также могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

Автор выражает благодарность А.А. Геворгяну за ценное обсуждение полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn.** Photonic Crystals. Princeton, Princeton University, 1995.
2. **K. Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. **S. Bassiri, C.H. Papas, N. Engheta.** J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1450 (1988).
4. **M.P. Silverman, J. Badoz.** J. Opt. Soc. Am. A, **11**, 1894 (1994).
5. **A. Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan.** Int. J. Eng. Sci., **27**, 1267 (1989).
6. **V.R. Tuz, V.B. Kazanskiy.** J. Opt. Soc. Am. A, **25**, 2704 (2008).
7. **О.В. Иванов, Д.И.Семенов.** Кристаллография, **45**, 534 (2000).
8. **А.Ф. Константинова, Б.В. Набатов и др.** Кристаллография, **47**, 879 (2002).
9. **K.M. Flood, D.L. Jaggard.** J. Opt. Soc. Am. A, **13**, 1395 (1996).
10. **A. H. Gevorgyan.** Tech. Phys., **52**, 466 (2007).
11. **I.-Ch. Khoo.** Liquid Crystals. New Jersey, Wiley, 2007.
12. **В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков.** Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
13. **Е.М. Harutyunyan, А.Н. Gevorgyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **41**, 30 (2006).
14. **Е.М. Harutyunyan, S.H. Harutyunyan, А.Н. Gevorgyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 16 (2007).
15. **А.Н. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
16. **А.Н. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
17. **А.Н. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **91**, 762 (2001).

ԵՐԿՈՒ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ԳԵՐԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ  
ԳԻՐՈՏՐՈՊ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Քննարկված է երկու հանդիպակաց ուլտրաձայնային ալիքների դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղով լույսի թեք անցումը: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մոդիֆիկացված մեթոդով: Բերված են անդրադարձման սպեկտրները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում: Քննարկված են այդպիսի համակարգերի կիրառման հնարավորությունները:

## OPTICAL PROPERTIES OF GYROTROPIC CRYSTALS IN THE FIELD OF COUNTERPROPAGATING ULTRASOUND WAVES

E.M. HARUTYUNYAN

The light oblique transmission through a gyrotropic crystal layer being in the counterpropagating ultrasound waves field is considered. The problem is solved by the Ambartsumian's layer addition modified method. The reflection spectra at different values of problem are presented. Possible applications of such systems are considered.