

05;07

## Оптический „диод“ и всенаправленный отражатель на основе 1D фотонного квазипериодического кристалла

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

*Поступило в Редакцию 29 марта 2007 г.*

Исследованы оптические свойства одномерных квазипериодических кристаллов с линейным профилем изменения параметров модуляции. Показано, что такие системы обладают более широкой фотонной запрещенной зоной, чем идеально периодические системы, что позволяет их использовать в качестве всенаправленных отражателей. Асимметричный профиль изменения параметров системы приводит к появлению нового типа невзаимности в этих системах, что позволяет использовать их в качестве идеальных чисто оптических диодов.

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Bs, 78.20.Ci, 78.66, 41.20.Jb

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК), которые позволяют полностью контролировать распространение световых волн [1]. Большой интерес вызывают также магнитные ФК [2,3], обусловленные, в частности, невзаимностью волн в таких кристаллах. Интенсивно исследуются как идеально периодические, так и квазипериодические фотонные кристаллы (КФК). В частности, в работах [4,5] экспериментально и теоретически исследованы хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы и т.д.) с линейным профилем изменения шага спирали и показано существенное уширение фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ). Аналогичные результаты были получены для КФК с линейным профилем изменения периода модуляции [6,7]. Это является важным результатом, в частности, в связи с возможностью создания всенаправленных отражателей (omnidirectional reflectors): в определенном интервале длины волны всенаправленные отражатели полностью отражают свет с любой поляризацией и при любом угле падения. Такие системы находят

применение в лазерах с пространственно перестраиваемой эмиссией [7]. Они могут быть применены как расщепители по длине волны [8], как дисперсионно-управляемые оптические устройства групповой задержки [9] и как магнитооптически управляемые многоканальные мультиплексоры [10].

Особый интерес представляют также невзаимные ФК. В последнее время выявлен ряд новых механизмов невзаимности [11–13]. Актуальность исследования невзаимных ФК связана, в частности, с возможностью создания оптических диодов, односторонних отражателей и т.д. Диод, пропускающий ток в одном направлении и блокирующий его в обратном направлении, является основным элементом во многих электрических цепях. Устройство, пропускающее свет в одном направлении и блокирующее его в обратном направлении (невзаимное пропускание), можно назвать чисто оптическим диодом. Актуальность исследований оптических устройств, аналогичных электротехническим (оптическим диодам, транзисторам и т.д.), обусловлена, в частности, тем, что в последнее время наблюдается интенсивный переход от использования электрических сигналов к использованию световых, в связи с огромными возможностями последних. Предложены и продемонстрированы различные оптические диоды. Хорошо известен оптический изолятор, основанный на линейных поляризаторах и фарадеевском вращателе, который обеспечивает низкие вносимые потери и высокое отношение пропускания в прямом направлении к ослаблению в обратном направлении. Известны также другие оптические диоды, основанные на комбинации других эффектов (см., в частности, [14,15], а также литературу, цитированную в них). Отметим только, что возможность усиления эффектов невзаимности и получения диодного эффекта ( $|\Delta T| = |T^+ - T^-| \approx T$ ,  $T^+$ ,  $T^-$  — коэффициенты пропускания при взаимно противоположных направлениях падения света) рассмотрена также в работе [16].

В данной работе мы будем рассматривать 1D КФК, в которых изменение диэлектрической проницаемости описывается законом

$$\varepsilon(x) = (\varepsilon' + i\varepsilon'')(1 + a(x) \sin^2(2\pi x/\sigma(x))). \quad (1)$$

Такая модуляция может быть создана, например, сильным световым или ультразвуковым полем в поглощающей среде, находящейся или в тепловом градиентном поле, или в электрическом поле, а также непосредственно молекулярно-лучевой эпитаксией, магнетронным напылением или электрохимическим травлением. Как показывают наши

исследования, рассматриваемая система может работать как широкополосный всенаправленный отражатель. Будет показано, что системы с асимметричным профилем изменения параметров модуляции обладают также свойством взаимности (новый тип взаимности) и что такие системы можно использовать в качестве широкополосных идеальных оптических диодов.

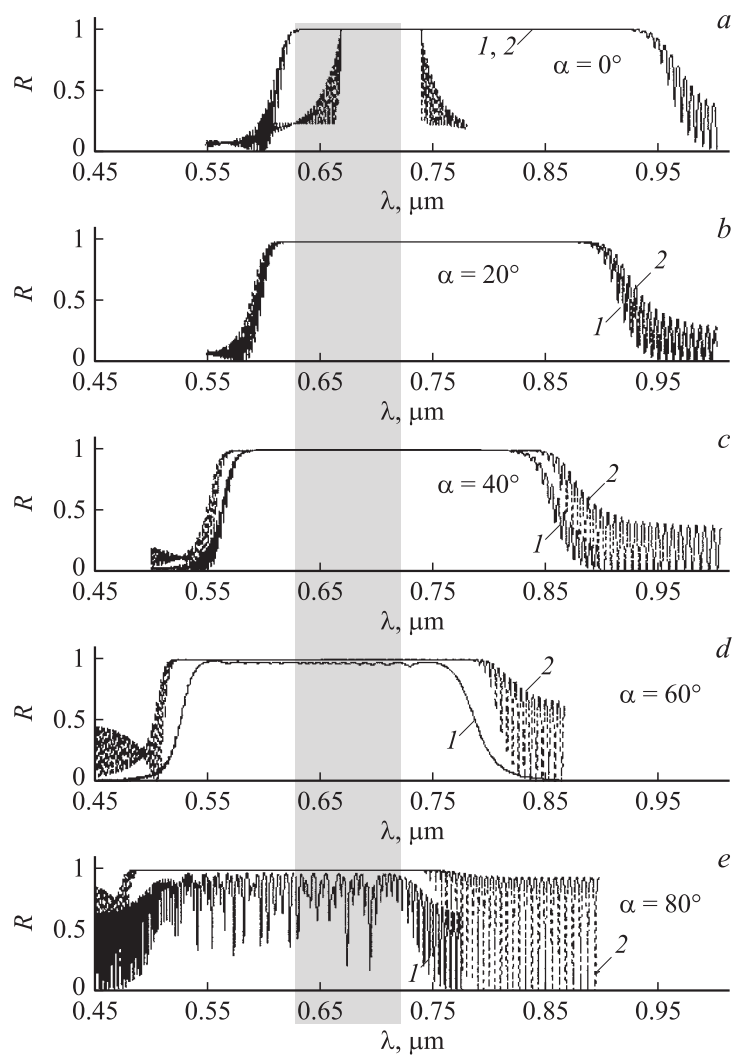
Рассмотрим распространение света через слой среды с законом (1) изменения диэлектрической проницаемости. Будем предполагать, что направление слоистости перпендикулярно граничным поверхностям. Будем рассматривать немагнитные кристаллы, т.е. будем предполагать, что  $\mu = 1$ . Задачу распространения света в 1D КК с законом (1) изменения диэлектрической проницаемости будем решать, используя теорию, разработанную в работе [17]. Ниже представлены результаты численного анализа.

Сначала рассмотрим случай  $a(x) = \text{const}$ ,  $\sigma(x) = ((\sigma_{\text{max}} - \sigma_{\text{min}})/d)x + \sigma_{\text{min}}$ , т.е. случай с линейным профилем изменения шага модуляции, причем шаг модуляции вдоль направления распространения света линейно увеличивается от значения  $\sigma_{\text{min}}$  до  $\sigma_{\text{max}}$ . На рис. 1 представлена зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны  $\lambda$  при различных углах падения (указанных на рисунках) в случае падения на систему света с  $p$ - (кривая 1) и  $s$ - (кривая 2) поляризациями. На рис. 1,  $a$  штриховая кривая соответствует случаю  $a(x) = \text{const}$ ,  $\sigma(x) = \text{const}$ , т.е. идеально периодической структуре. Из рисунка видно, что в этом случае существует конечная область длины волны падающего света, где коэффициент отражения равняется единице  $R \approx 1$  (так называемая ФЗЗ по аналогии с рассеянием электронов в полупроводниках).

При  $a(x) = \text{const}$ ,  $\sigma(x) = \text{const}$  среда является периодической и диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon(x)$  можно разложить в ряд Фурье:

$$\varepsilon(x) = \sum_{l=-2}^2 \varepsilon_l e^{-iglx} \quad (g = 2\pi/\sigma, \varepsilon_0 = (\varepsilon' + i\varepsilon'')(1 + a/2), \varepsilon_1 = \varepsilon_{-1} = 0 \text{ и}$$

$\varepsilon_2 = \varepsilon_{-2} = -a(\varepsilon' + i\varepsilon'')/4)$ . Тогда, согласно [18], ширина ФЗЗ дается выражением  $\Delta\lambda = \lambda_0 |\varepsilon_2| / \varepsilon_0$  ( $\lambda_0$  — центральная длина волны ФЗЗ:  $\lambda_0 = \sigma \sqrt{\varepsilon_0}$ ). Как видно из рис. 1,  $a$ , в случае идеально периодической среды ФЗЗ простирается от длины волны 0.668 до 0.739  $\mu\text{m}$  ( $\sigma = (\sigma_{\text{max}} + \sigma_{\text{min}})/2$ ). Как известно [18], хотя в 1D слоистом кристалле с чередующимися слоями двух различных веществ каждый отдельный слой изотропен, структура в целом ведет себя как анизотропная среда. Оказывается, что  $s$ - и  $p$ -волны распространяются

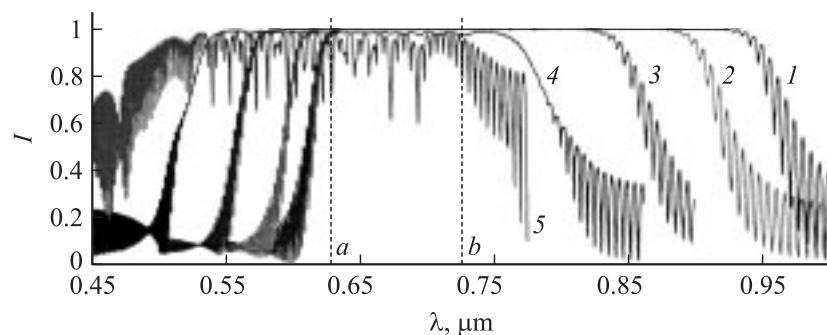


**Рис. 1.** Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны  $\lambda$  при различных углах падения (указанных на рисунках) в случае падения на систему света с  $p$ - (кривая 1) и  $s$ - (кривая 2) поляризациями. Параметры таковы:  $d = 44 \mu\text{m}$ ;  $\varepsilon'_0 = 2.25$ ;  $\varepsilon''_0 = 0.000001$ ;  $\sigma_{\min} = 0.38 \mu\text{m}$ ;  $\sigma_{\max} = 0.46 \mu\text{m}$ ;  $a(x) = \text{const} = 0.5$ .

с различными эффективными фазовыми скоростями и периодическая среда является двупреломляющей (иногда называемой двупреломляющей за счет формы). Естественно, аналогичное можно сказать и для рассматриваемых в данной работе структур (здесь также каждый слой с толщиной  $d$  изотропен). Как и в [18], учитывая, что ширина запрещенной зоны определяется через анизотропию двупреломления, а ее центральная длина волны — через среднее значение коэффициента преломления, можно определить эффективные коэффициенты преломления как  $n_{1,2}^{eff} = \sqrt{\varepsilon_0(1 \pm |\varepsilon_2|/(2\varepsilon_0))}$ . Тогда для центральной длины волны и ширины ФЗЗ получаем:  $\lambda_0 = \bar{n}\sigma$  и  $\Delta\lambda = \Delta n\sigma$ , где  $\bar{n}$  и  $\Delta n$  — средний коэффициент преломления и двупреломление среды ( $\bar{n} = (n_1^{eff} + n_2^{eff})/2$ ,  $\Delta n = n_1^{eff} - n_2^{eff}$ ) соответственно. Заметим, что аналогичные соотношения имеют место и для 1D структурно-хиральных сред (для холестериков).

Как видно из рисунка, в случае наличия градиента шага модуляции также имеется ФЗЗ. Более того, наличие градиента приводит как к смещению ФЗЗ, так и к ее существенному расширению. В этом случае при нормальном падении ФЗЗ простирается от длины волны 0.647 до 0.842  $\mu\text{m}$ . Отметим, что ФЗЗ не простирается от  $n_2^{eff}\sigma_{\min}$  до  $n_1^{eff}\sigma_{\max}$ , как можно было ожидать. В самом деле, как и в случае хиральных ФК с градиентным шагом спирали, ширина ФЗЗ зависит от значений  $\sigma_{\min}$  и  $\sigma_{\max}$ , поскольку свет с различными длинами волны претерпевает дифракционное отражение от различных глубин образца, обуславливая расширение ФЗЗ [4,5]. Однако, как показывают численные расчеты, в случае присутствия градиентного изменения шага модуляции градиент шага  $\bar{n}(d\sigma/dx)\Delta x$  также вносит вклад в изменение ширины ФЗЗ. В случае градиентного изменения шага модуляции для ширины ФЗЗ имеем следующую оценку:  $\Delta\lambda = n_1^{eff}\sigma_{\max} + \bar{n}(d\sigma/dx)\Delta x - n_2^{eff}\sigma_{\min}$ .

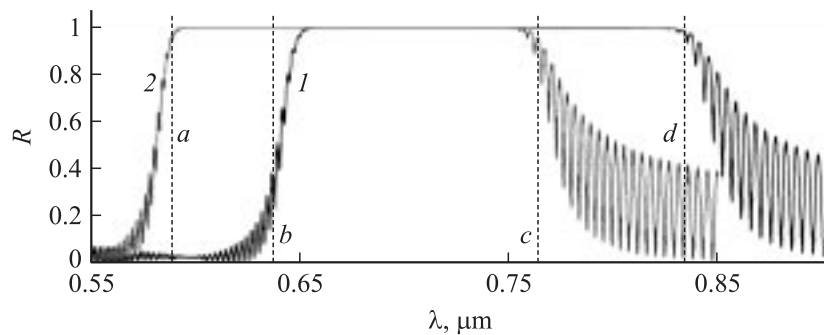
Сравнение спектров отражения при различных углах падения и при двух ортогональных поляризациях (на рис. 1) показывает, что существует конечная область длины волны, где имеет место всенаправленное (в плоскости падения) отражение (на рис. 1 затененная область). Таким образом, такие системы можно использовать как широкополосные всенаправленные отражатели. Варьированием параметров модуляции можно управлять как шириной, так и спектральным местоположением этой области. Из рис. 1 видно также, что при больших углах падения для волны с  $p$ -поляризацией в запрещенной зоне генерируются дефектные моды (рис. 1,  $e$ ), однако коэффициент отражения на этих дефектных



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности отражения  $I$  от длины волны  $\lambda$  при различных углах падения. Падающий на систему свет имеет естественную поляризацию. 1 —  $\alpha = 0^\circ$ , 2 —  $\alpha = 20^\circ$ , 3 —  $\alpha = 40^\circ$ , 4 —  $\alpha = 60^\circ$ , 5 —  $\alpha = 80^\circ$ . Параметры те же, что и на рис. 1.

модах не достигает нулевого значения. Естественно, что эти дефектные моды ухудшают свойства системы как всенаправленного отражателя и возникает задача, как бороться с этими модами (такая задача нами будет рассмотрена в дальнейшем). Сравнение штриховой кривой для случая с  $\sigma(x) = \text{const}$  с кривыми 1, 2 (рис. 1, а) для случая с  $\sigma(x) \neq \text{const}$  показывает, что на краях ФЗЗ кривые с  $\sigma(x) \neq \text{const}$  отличаются характерными для тонких периодических кристаллов искривлениями (обусловленными уменьшением дифракционной эффективности). Это также имеет свое естественное объяснение. Как уже отмечено выше, при  $\sigma(x) \neq \text{const}$  дифракционное отражение на каждой длине волны происходит от различных глубин образца, причем от слоя с малой эффективной толщиной.

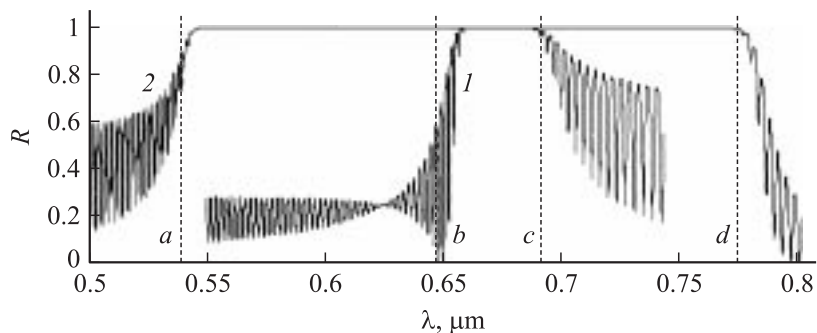
С практической точки зрения важное значение имеет также исследование взаимодействия неполяризованного света с рассматриваемой системой. Так как в данном случае недиагональные элементы матрицы Джонса равны нулю, то интенсивность отраженного сигнала при падении на систему неполяризованного света определится выражением  $I = (R^p + R^s)/2$ . На рис. 2 представлена зависимость интенсивности отражения  $I$  от длины волны для естественно-поляризованного падающего света при различных углах падения. На рисунке выделена область (от  $a$  до  $b$ ), где имеет место всенаправленное отражение.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны  $\lambda$  при различных законах изменения  $\sigma(x)$ :  $1 - \sigma(x) = ((\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/d)x + \sigma_{\min}$ ;  $2 - \sigma(x) = ((\sigma_{\min} - \sigma_{\max})/d)x + \sigma_{\max} \cdot a(x) = \text{const}$ . Параметры те же, что и на рис. 1.

Теперь рассмотрим случай  $\sigma(x) = \text{const}$ ,  $a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min}$ . В этом случае для ширины ФЗЗ получаем следующую оценку:  $\Delta\lambda = \sigma(n_{1\max}^{\text{eff}} - n_{2\min}^{\text{eff}})$ , где  $n_{1\max}^{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon(1 + a_{\max}/2)(1 + a_{\max}/(8 + 4a_{\max}))}$ , и  $n_{2\min}^{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon(1 + a_{\min}/2)(1 - a_{\min}/(8 + 4a_{\min}))}$ . Как показывают расчеты, в этом случае всенаправленное отражение получается при намного больших параметрах задачи. Однако в этом случае отсутствуют также дефектные моды.

А теперь рассмотрим КФК двух типов, а именно тип 1 с  $\sigma(x) = ((\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/d)x + \sigma_{\min}$  и тип 2 с  $\sigma(x) = ((\sigma_{\min} - \sigma_{\max})/d)x + \sigma_{\max}$  ( $a(x) = \text{const}$ ), и сравним их спектры отражения. В первом случае вдоль направления распространения света шаг модуляции линейно увеличивается от значения  $\sigma_{\min}$  до  $\sigma_{\max}$ , а во втором случае — линейно уменьшается от значения  $\sigma_{\max}$  до  $\sigma_{\min}$ . Второй тип совпадает с первым при падении света на КФК первого типа с обратной стороны. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны  $\lambda$  при нормальном падении света в рассматриваемых двух случаях (тип 1 — кривая 1; тип 2 — кривая 2). Как видно из рисунка, ФЗЗ в этих двух случаях смещены относительно друг друга, причем во втором случае для ширины ФЗЗ имеем оценку  $\Delta\lambda = n_1^{\text{eff}} \sigma_{\max} - \bar{n}(d\sigma/dx)\Delta x - n_2^{\text{eff}} \sigma_{\min}$ .



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента отражения  $R$  от длины волны  $\lambda$  при различных законах изменения  $a(x)$ : 1 —  $a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min}$ ; 2 —  $a(x) = ((a_{\min} - a_{\max})/d)x + a_{\max}$ ;  $\sigma(x) = \text{const}$ ;  $a_{\min} = 0.25$ ;  $a_{\max} = 0.75$ ;  $\sigma(x) = \text{const} = 0.42 \mu\text{m}$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

Таким образом, имеются области длин волн (на рис. 3 от  $a$  до  $b$  и от  $c$  до  $d$ ), где имеет место одностороннее отражение и система работает как широкополосный оптический диод, а в определенных областях также, практически, является идеальным оптическим диодом, полностью пропускает свет при его падении на систему с одной стороны и полностью блокирует его при обратном направлении падения света.

На рис. 4 представлены спектры отражения для КФК следующих двух типов: 1)  $a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min}$  (рис. 4,  $a$ ); 2)  $a(x) = ((a_{\min} - a_{\max})/d)x + a_{\max}$  (рис. 4,  $b$ ) ( $\sigma(x) = \text{const}$ ). Как видно из рисунка, в этом случае также ФЗЗ смещены относительно друг друга и выделены области, где имеет место одностороннее отражение и система может работать как оптический диод.

Отметим, что так как при нормальном падении света  $R^s = R^p$ , то эти системы могут работать как оптические диоды также и для естественно-поляризованного света.

В заключение отметим, что, как показывают наши исследования, невзаимность в рассматриваемых системах обусловлена асимметричностью характера изменения параметров модуляции (так называемая структурная невзаимность). Невзаимность в рассматриваемых неоднородных средах следует из разложения индукции  $D$  в ряд по  $E$ . Наличие неоднородности вносит в этот ряд дополнительный вектор — градиент



материальных параметров  $\nabla\epsilon$ . В нашем случае этот вектор состоит из слагаемых, одни из которых меняют знак при изменении направления распространения на обратное, а другие — нет, что и обуславливает невязимость в рассматриваемых средах.

## Список литературы

- [1] *Johnson S.G., Joannopoulos J.D.* Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. N.Y.: Springer, 2002.
- [2] *Kosobukin V.A.* // Solid St. Commun. 2006. V. 139. P. 92.
- [3] *Baryshev A.V., Kosobukin V.A.* et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 205 118.
- [4] *Broer D.J., Lib J., Mol G.N.* // Nature. 1995. V. 378. P. 467.
- [5] *Kutter S., Warner M.* // Eur. Phys. J.E. 2003. V. 12. P. 515.
- [6] *Bruyant A., Lerondel G., Reece P.J., Gal M.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 3227.
- [7] *Huang Y., Zhou Y., Wu Sh.-T.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 011 107.
- [8] *Gerken M., Miller D.A.B.* // Opt. Lett. 2005. V. 30/18. P. 2475.
- [9] *Mori D., Baba T.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 1101.
- [10] *Jonsson F., Flytzanis Ch.* // J.Opt. Soc. Am. B. 2005. V. 22. P. 293.
- [11] *Scalora M., Dowling J.P.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 2023.
- [12] *Poladian L.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 2963.
- [13] *Геворгян А.А.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 60.
- [14] *Hwang J., Song M.H.* et al. // Nature Materials. 2005. V. 4. P. 383.
- [15] *Chen J.-Y., Chen L.-W.* // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 10 733.
- [16] *Геворгян А.А.* // Ученые записки ЕГУ. 1987. № 2 (165). P. 66.
- [17] *Sedrakian D.M., Gevorgyan A.H., Khachatrian A.Zh.* // Opt. Commun. 2001. V. 192. P. 135.
- [18] *Яриш А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.