

**НЕЛИНЕЙНАЯ
И КВАНТОВАЯ ОПТИКА**

УДК 535.3;681.7

**АНИЗОТРОПИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ
НА КРАЮ ЩЕЛИ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ
АПОДИЗИРОВАННОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ**

© 2008 г. С. Я. Ветров*, И. В. Тимофеев**, А. В. Шабанов**

*Политехнический институт Сибирского федерального университета, 660074 Красноярск, Россия

**Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН,
660036 Красноярск, Академгородок, Россия

E-mail: tiv@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 15.08.2007 г.

Методом трансфер-матрицы, модифицированным для описания нелинейных эффектов, исследовано влияние керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле. Рассматриваемый кристалл представляет собой многослойную тонкопленочную среду с таким пространственным распределением показателя преломления, которое позволяет устранить в спектре пропускания боковые полосы с каждой стороны фотонной запрещенной зоны и в значительной степени усилить крутизну кривой пропускания. Изучен спектр пропускания такой фотонно-кристаллической структуры для двух противоположных направлений распространения лазерного излучения. Анизотропия нелинейного пропускания наиболее ярко проявилась вблизи края запрещенной зоны фотонного кристалла, лежащей в ближней ИК области. Предложенная структура, обладая сильной анизотропией пропускания и достаточно низким отражением в прямом направлении, может функционировать как оптический диод, являющийся аналогом электронного диода.

PACS: 42.70.Qs

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК) – структуры с пространственной модуляцией диэлектрических свойств на масштабе порядка световой длины волны. Благодаря наличию фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) и необычным дисперсионным свойствам ФК позволяют реализовать оригинальные способы управления многими аспектами электромагнитного излучения [1–6]. В этом смысле ФК можно рассматривать как оптический аналог полупроводников, в которых периодическое потенциальное поле изменяет свойства электронов вследствие существования запрещенной зоны. При разработке новых способов управления распространением электромагнитного излучения в фотонно-кристаллических структурах ключевым моментом является обращение к нелинейным ФК, в которых изменение отражения и пропускания света зависит от интенсивности лазерного излучения. Нелинейность ФК существенна при проектировании таких устройств, как оптические диоды [7–9], переключатели и ограничители [9–11], в основе работы которых лежит оптический эффект Керра, т.е. зависимость эффективного показателя преломления от интенсивности излучения.

Оптический диод является одним из основных компонентов для всецело оптической обработки

сигнала и коммуникаций. Аналогично электронному диоду, который широко используется при обработке информации, оптический диод предлагается для однонаправленной передачи оптических сигналов с определенной частотой и интенсивностью. Первый оптический диод был предложен в работе [7], где использовался динамический сдвиг края запрещенной зоны нелинейного фотонного кристалла с градиентом оптической толщины слоев. Экспериментальная демонстрация оптического диода реализована в кристалле ниобата лития [12]. Показано, что перекачка энергии из основного сигнала в сигнал второй гармоники зависит от направления распространения волн в волноводе. В [13] приводятся результаты теоретического и экспериментального исследований электроуправляемого оптического диода. Диод создан на основе структуры, состоящей из анизотропного нематического слоя, помещенного между двумя холестерическими жидкокристаллическими слоями с разными шагами спирали. Оптические диоды, основанные на нелинейных дефектах ФК, исследуются в работах [14, 15]. В [16] показано, что асимметрично аподизованная нелинейная система, состоящая из двух волноводных каналов, связанных периодически повторяющимися круглыми микрорезонаторами, может быть использована как оптический диод. Аподи-

зация только с левой стороны такой системы приводит к тому, что свет определенной интенсивности, падающий слева, может легко проникать внутрь структуры, в то время как свет, падающий справа, почти полностью отражается.

Отметим, что качественно новые особенности возникают в спектрах отражения и пропускания одномерных ФК с плавным изменением пространственного распределения диэлектрической проницаемости (аподизация). Оказывается, можно устранить осцилляции на кривой отражения и в значительной степени усилить крутизну этой кривой, делая ее почти П-образной [17].

Результаты исследования влияния керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в слоистых средах, обладающих почти П-образной кривой отражения, приведены в [18]. Показано, в частности, что предложенный нелинейный асимметричный многослойный фотонно-кристаллический материал обладает сильным анизотропным пропусканием, которое в значительной мере обусловлено сглаженным (аподизованным) краем ФЗЗ, лежащим в видимой области спектра. Сглаженный край ФЗЗ представляет собой почти равнонаклонный спуск от полного пропускания к практически полному отражению и приводит к скачку нелинейного пропускания в десятки раз еще до наступления бистабильности. В настоящее время значительный интерес представляют ФК, для которых ФЗЗ лежит в ближней ИК области спектра ($\lambda \sim 1\text{--}1.5$ мкм), например, для телекоммуникационных приложений [2, 19, 20].

В данной работе приведены результаты исследования влияния керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в асимметричных одномерных слоистых средах, обладающих почти П-образной кривой отражения, лежащей в ближней ИК области. Симметрия структуры нарушена подложкой. В отличие от [18] рассматривается случай непоглощающей подложки. Методом трансфер-матрицы, модифицированным для описания нелинейных эффектов, исследована зависимость пропускания ФК вблизи края ФЗЗ от длины волны и интенсивности падающего на образец излучения. Исследовано пространственное распределение поля в образце. Предложенная единая структура имеет низкую рабочую интенсивность $I \sim 10^7$ Вт/см², хорошее пропускание (90%) и 30-кратное отношение коэффициентов пропускания излучения в противоположных направлениях.

СТРУКТУРА И КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ ФК

Распределение показателя преломления в слоистой среде, обладающей П-образной кривой от-

ражения, зададим в виде

$$n(z) = \begin{cases} n_0, & z \leq z_0, \\ n_0 + (-1)^l \Delta n \sin^2[\pi(l - 1/2)/N], & z_{l-1} < z \leq z_l, \quad l = 1, 2, 3, \dots, N, \\ n_f, & z_N < z \leq z_{N+1}, \\ n_0, & z_{N+1} < z, \end{cases} \quad (1)$$

где считается, что вне кристалла находится однородная среда, показатель преломления которой n_0 совпадает с его средним значением для ФК, n_f – показатель преломления подложки, кроме того, в дальнейшем полагаем, что толщины всех слоев ($z_l - z_{l-1}$) одинаковы.

Уравнение Максвелла при учете кубической нелинейности в одномерном ФК может быть представлено в виде [21]

$$d^2 E/dz^2 + \omega^2/c^2 [n^2(z) + 4\pi\chi^{(3)}|E|^2]E = 0, \quad (2)$$

где $E(z) \equiv E_y(z)$, $\chi^{(3)}$ – кубическая восприимчивость, $n(z)$ – линейный показатель преломления, который определен выражением (1), ω – частота волны. Эффективный показатель преломления

$$\tilde{n}(z) = [n^2 + 4\pi\chi^{(3)}|E|^2]^{1/2} \approx n + n^{(2)}I(z), \quad (3)$$

где интенсивность $I(z) = (c/8\pi)n|E(z)|^2$.

Очевидно, что с ростом интенсивности падающего излучения показатели преломления в слоях изменяются под влиянием поля вследствие высокочастотного эффекта Керра. Изменение показателей преломления приводит к изменению амплитуд полей, что в свою очередь приводит к изменению значений показателей преломления и т.д.

Смоделируем структуру, используя метод трансфер-матрицы, адаптированный для описания нелинейных эффектов [22]. С этой целью разобьем среду на большое число подслоев, таких, что в пределах m -го подслоя эффективный коэффициент преломления можно считать постоянным,

$$\tilde{n}_m = n_m + n_m^{(2)}I(z_m). \quad (4)$$

Распределение электрического и магнитного полей в подслоях имеет вид

$$\begin{aligned} E_m(z) &= A_m e^{i\tilde{k}_m(z-z_m)} + B_m e^{-i\tilde{k}_m(z-z_m)}, \\ H_m(z) &= i\tilde{k}_m A_m e^{i\tilde{k}_m(z-z_m)} - i\tilde{k}_m B_m e^{-i\tilde{k}_m(z-z_m)}, \end{aligned} \quad (5)$$

при $z_{m-1} < z \leq z_m$,

где A_m, B_m – амплитуды падающей и отраженной волн в m -м подслое, $\tilde{k}_m = 2\pi\tilde{n}_m/\lambda$ – волновое чис-

ло и λ – длина волны света в вакууме. Из условия непрерывности полей на границе раздела сред $z = z_{m-1}$ получаем связь между комплексными амплитудами падающей и отраженной волн в подслоях $m-1$ и m :

$$\begin{bmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{bmatrix} = \hat{T}_{m-1,m} \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\hat{T}_{m-1,m} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} g_m^{-1}(1 + \tilde{n}_m/\tilde{n}_{m-1}) & g_m(1 - \tilde{n}_m/\tilde{n}_{m-1}) \\ g_m^{-1}(1 - \tilde{n}_m/\tilde{n}_{m-1}) & g_m(1 + \tilde{n}_m/\tilde{n}_{m-1}) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$g_m = \exp(i\tilde{k}_m(z_m - z_{m-1})), \quad m = 1, 2, \dots, M, M+1.$$

Таким образом, поле, падающее на образец, и поле на выходе образца связаны соотношением

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \hat{T} \begin{bmatrix} A_{M+1} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где $\hat{T} = \hat{T}_{01}\hat{T}_{12}\dots\hat{T}_{M-1,M}\hat{T}_{M,M+1}$, $z_{M+1} - z_M = 0$. Амплитуда $B_{M+1} = 0$ в силу того, что отсутствует отражение электромагнитных волн с правой стороны образца. Коэффициент пропускания $t(\omega)$ определяется выражением

$$t(\omega) = 1 - |T_{21}/T_{11}|^2, \quad (9)$$

где T_{11}, T_{21} – элементы матрицы \hat{T} .

Численный расчет распределения поля в образце в линейном приближении сводится к нахождению падающей и отраженной волн последовательно в каждом слое, начиная от правой границы среды, по формуле (6). С ростом интенсивности падающего излучения показатели преломления в слоях изменяются под влиянием поля. Изначально линейный показатель преломления подставляется в (7), а найденные с его помощью амплитуды полей дают уточненный показатель преломления, согласно (4), который используется в качестве нового затравочного значения. Эффективность нелинейного взаимодействия (3) характеризуется безразмерным параметром $\beta = 4\pi\chi^{(3)}|A_0|^2$. При значениях β порядка нескольких процентов показатель преломления в m -м слое находится за 3 итерации. На выходе из образца подбирается такое значение амплитуды A_{M+1} из интервала $[0, 1]$, которое дает единичную амплитуду поля на входе $A_0 = 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет проводится для ФК-среды, состоящей из 101 слоя, с толщиной каждого слоя $d = 170$ нм

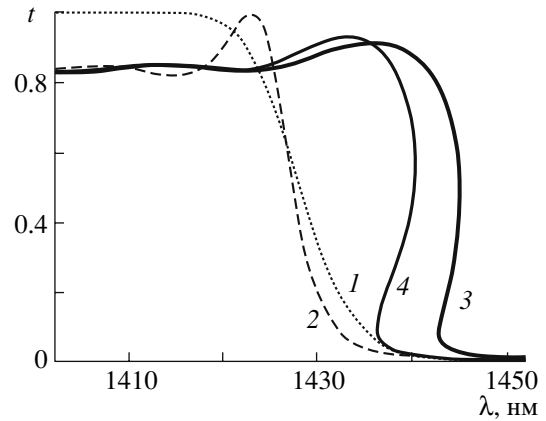


Рис. 1. Спектр пропускания ФК вблизи левого края ФЗЗ. 1 – для линейного ФК без подложки, 2 – для линейного ФК с нарушенной пространственной симметрией; 3, 4 – для ФК с керровской нелинейностью в случае распространения излучения соответственно слева направо и наоборот. ФК состоит из 50 пар слоев, толщина каждого слоя 170 нм, показатель преломления $n_0 = 2.5$, $\Delta n = 1$. Подложка на правой стороне кристалла имеет толщину $d = 700$ нм и показатель преломления $n_f = 1.6$. Параметр нелинейного взаимодействия $\beta = 0.008$. Диодный эффект наблюдается в интервале длин волн от 1436.5 до 1442.9 нм.

и показателями преломления $n_0 = 2.5$, $\Delta n = 1$. Симметрия структуры нарушена подложкой, толщина которой $d_f = 700$ нм, а коэффициент преломления $n_f = 1.6$. Общая толщина рассматриваемой многослойной среды составляет $L = 17.87$ мкм и при длительности импульса $\tau \sim 1$ пс можно пользоваться стационарным приближением $L \ll \tau c$. Безразмерный параметр, характеризующий эффективность нелинейного взаимодействия $\beta = 0.008$. Для кремния, например, кубическая восприимчивость равна примерно $\chi^{(3)} = 10^{-8}$ см³/эрг [23] и, следовательно, входная интенсивность лазерного излучения $I_0 \sim 10^7$ Вт/см².

На рис. 1 представлен спектр пропускания линейного ФК и ФК с кубической нелинейностью. Рассмотрены случаи, когда свет распространяется в образце слева направо и наоборот. Из рисунка видно, что для линейного ФК наличие подложки приводит к всплеску коэффициента пропускания на границе ФЗЗ вплоть до 1. Просветление структуры объясняется деструктивной интерференцией отражений от подложки определенной оптической толщины и слоистой аподизованной структуры. В этом случае минимум в спектре пропускания подложки лежит на краю ФЗЗ симметричного ФК. Существенно, что отмеченная особенность способствует увеличению нелинейного пропускания в прямом направлении, сохраняя значительную анизотропию пропускания структуры. Рисунок демонстрирует, что кривые пропускания нелинейного кристалла существен-

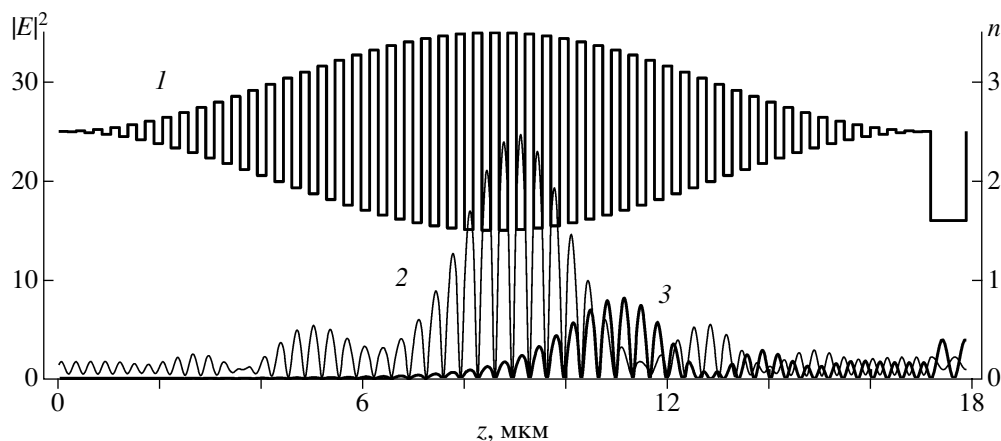


Рис. 2. Пространственное распределение показателя преломления согласно (1) и квадрата модуля электрического поля в среде. 1 – распределение показателя преломления; 2, 3 – распределение квадрата модуля поля при распространении излучения соответственно слева направо и наоборот. Поле нормировано на $|A_0|^2$. Длина волны падающего излучения $\lambda = 1438$ нм в вакууме. Пропускание в прямом направлении составляет 90.3%, в обратном – 3.2%. Параметры структуры те же, что и для рис. 1.

но смещены в длинноволновую область. Такое смещение в спектре обусловлено увеличением оптической плотности слоев. Из рисунка видно также, что диодный эффект – высокое отношение коэффициентов пропускания волн, распространяющихся в противоположных направлениях, – наблюдается в широком интервале длин волн – от 1436.5 до 1442.9 нм. На коротковолновом краю этого интервала диод бистабилен для излучения, распространяющегося в направлении справа налево. Однако при монотонном нарастании интенсивности из двух стабильных состояний проявляется состояние с меньшим пропусканием. Во всем указанном диапазоне длин волн коэффициент пропускания в прямом направлении высок

(до 90%), что выгодно отличает рассматриваемый оптический диод от аналогов, обсуждаемых во Введении.

Рисунок 2 иллюстрирует распределение по образцу интенсивности поля с длиной волны $\lambda = 1438$ нм. Для противоположных направлений распространения света интенсивности сильно отличаются, и в обоих случаях поля локализируются в слоях с низким показателем преломления. Для света, падающего слева, оптическое поле в центральных слоях среды возрастает в 25 раз. Несмотря на такое увеличение поля, нелинейное изменение коэффициента преломления в центре среды не превышает 3%, и керровское приближение остается оправданным.

В обсуждаемой модели тонкопленочная слоистая среда, проявляющая сильное анизотропное оптическое пропускание, является оптическим аналогом электронного диода. Зависимость пропускания от входной интенсивности (рис. 3) может служить аналогом вольт-амперной характеристики. Диодный эффект, как видно из рисунка, наблюдается в широком интервале интенсивностей входного излучения.

Отметим, наконец, что для заданных параметров структуры распределение (1) в ближней ИК области, по-видимому, может быть реализовано на основе пористого кремния. Известно, что, выбирая параметры обработки кремния, можно в широких пределах управлять оптическими параметрами, в том числе и показателем преломления [24].

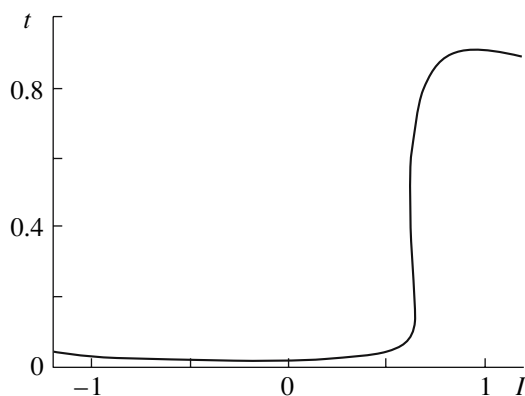


Рис. 3. зависимость пропускания от интенсивности излучения для $\lambda = 1438$ нм. Положительные значения интенсивности соответствуют случаю, когда излучение падает слева и выходит с правой стороны образца. Отрицательные значения соответствуют противоположному случаю. $I = \pm 1$ соответствует $\beta = 0.008$. Другие параметры те же, что и для рис. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние керровской нелинейности на прохождение лазерного излучения в одномерных слоистых средах, обладающих в силу особенности их структуры почти П-образной кривой отражения. Предложенная диодная структура имеет привлекательные особенности, включая хорошее пропускание энергии и значительную анизотропию пропускания в достаточно широком рабочем интервале длин волн и интенсивностей.

Рекордное значение нелинейного коэффициента пропускания обусловлено исчезновением отражательной способности на границе ФЗЗ линейного ФК, достигаемым вариацией оптической толщины подложки. Примечательно, что такое пропускание в прямом направлении сосуществует с сильной анизотропией пропускания.

Отметим также, что из-за аподизации структуры отсутствие дисперсии на краях ФЗЗ предоставляет дополнительные возможности управления без искажения световыми импульсами.

Работа поддержана грантами ФЦНТП НШ-6612.2006.3, РНП.2.1.1.1814, РФФИ № 05-03-32852, Президиума РАН 8.1 и ОФН РАН 2.10.2, интеграционного № 33 СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jonnopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystal. Princeton: Princeton University Press, 1995. 137 p.
2. *Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B., Föll H.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.
3. *Kitzerow H.* // Liquid Crystal Today. 2002. V. 11. № 4. P. 3.
4. *Jonnopoulos J.D., Villeneuve P.R., Fan S.* // Nature. 1997. V. 386. P. 143.
5. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1986. 616 с. (*Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation. New York: Wiley, 1984.)
6. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
7. *Scalora M., Douling J.P., Bouden C.M., Bloemer M.J.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 4. P. 2023.
8. *Tocci M.D., Bloemer M.J., Scalora M., Douling J.P., Bouden C.M.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. № 18. P. 2324.
9. *Fogel I.S., Bendickson J.M., Tocci M.D., Bloemer M.J., Scalora M., Bouden C.M., Douling J.P.* // Pure Appl. Opt. 1998. V. 7. P. 393.
10. *Scalora M., Douling J.P., Bouden C.M., Bloemer M.J.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. № 10. P. 1368.
11. *Бушуев В.А., Прямыков А.Д.* // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 6. С. 515.
12. *Gallo K., Assanto G., Parameswaran K.R., Fejer M.M.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. № 3. P. 314.
13. *Hwang J., Song M.H., Park B., Nishimura S., Toyooka T., Wu J.W., Takanishi Y., Ishikawa K., Takzoe H.* // Nature Materials. 2005. V. 4. P. 383.
14. *Mingaleev S.F., Kivshar Y.S.* // JOSA. B. 2002. V. 19. № 9. P. 2241.
15. *Zhan N.-S., Zhou H., Guo Q., Hu W., Yang X.B., Lan S., X.-S.* // JOSA. B. 2006. V. 23. № 11. P. 2434.
16. *Pereira S., Chak P., Sipe J.E., Tkeshelashvili L., Busch K.* // Photonics and Nanostructures. 2004. V. 2. № 3. P. 181.
17. *Афанасьев А.М., Пустовойт В.И.* // ДАН. 2003. Т. 392. № 3. С. 332.
18. *Vetrov S.Ya., Timofeev I.V., Shabanov A.V.* // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2007. V. 1. № 3. P. 92.
19. *Toader O., John S.* // Science. 2001. V. 292. P. 1133.
20. *Желтиков А.М.* // УФН. 2000. Т. 170. № 11. С. 1203.
21. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
22. *He J., Cado M.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. № 18. P. 2150.
23. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: Изд-во МГУ, 1998. 655 с.
24. *Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Каишаров П.К.* // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619.