

Эффект „суперпризмы“ в одномерном магнитофотонном кристалле

© А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, М. Иноуэ*, А.Б. Грановский**

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук,
125412 Москва, Россия

* Технологический университет Тойохаши,
441-8580 Тойохаши, Япония

** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

E-mail: merzlikin_a@mail.ru

(Поступила в Редакцию 7 августа 2007 г.)

Исследован так называемый эффект магнитной суперпризмы, состоящий в аномально большом отклонении светового луча в фотонном кристалле при включении внешнего магнитного поля. Показано, что реализация эффекта магнитной суперпризмы возможна в одномерных магнитофотонных кристаллах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-19886-яф, 06-02-16604, 07-02-91583-АСП, 06-02-81053-Бел).

PACS: 42.70.Qs, 42.79.Bh, 78.20.Ls

1. Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию нового класса гетерогенных материалов — фотонных кристаллов (ФК), характеризующихся наличием в их спектре запрещенных зон [1] — диапазонов частот, на которых распространение электромагнитных волн подавлено брэгговским отражением. Интерес к ФК обусловлен как прикладными аспектами, так и новыми физическими явлениями, возникающими в этих материалах [1]. Среди таких явлений в первую очередь следует упомянуть отрицательное преломление и связанные с этим явлением эффект суперразрешения (сверхразрешения) и эффект суперпризмы.

Особый интерес вызывает возможность управления свойствами ФК, например, с помощью внешнего магнитного поля. Для этого в состав ФК нужно включить магнитооптические (МО) материалы. Такие ФК называются магнитофотонными кристаллами (МФК) [2]. Наличие гиротропии приводит как к появлению новых интересных эффектов (образование йеховских запрещенных зон [3,4], „невозможность“ спектра [5], возможность возбуждения „застывших“ („frozen“) мод [6,7]), так и к изменению характера явлений, наблюдавшихся в немагнитных ФК. Настоящая работа посвящена рассмотрению эффекта суперпризмы в МФК.

Впервые эффект суперпризмы был предсказан для двумерных ФК в работе [8] и был экспериментально подтвержден в работе [9], где наблюдалось сильное отклонение (более чем на 100°) преломленного луча [8–11] при малом (порядка нескольких градусов) отклонении падающего луча. Суть явления состоит в том, что для 2D- и 3D-ФК граница ФК является естественно дифракционной решеткой. Дифракция на этой решетке падающей волны приводит к возбуждению внутри ФК нескольких дифракционных лепестков, представляющих собой блоховские волны. При надлежащем выборе угла падения и частоты падающей волны возможна ситуация, когда

„распространяющимися“ являются только два лепестка: центральный и боковой. Остальные лепестки являются экспоненциально спадающими волнами. Выбрав форму включения и симметрию решетки, можно добиться того, что боковой лепесток будет расположен в запрещенной зоне вблизи ее края. Изменение угла падения приводит к смещению направлений распространения лепестков или положения запрещенной зоны. При этом боковой лепесток, „светивший“ ранее в запрещенную зону, смещается в разрешенную, а основной попадает в запрещенную. Следовательно, мы будем наблюдать изменение ориентации направления распространения преломленного луча с центрального лепестка на боковой (при этом может наблюдаться отрицательное преломление).

Поскольку угол преломления определяется не только углом падения, но и формой изочастоты (частотной дисперсии спектра) ФК, эффекта суперпризмы (сильного отклонения преломленного луча) можно добиться при фиксированном угле падения с помощью изменения изочастоты. Случай, когда изменение изочастоты возникает под действием внешнего магнитного поля, будем называть эффектом магнитной суперпризмы. Впервые эффект магнитной суперпризмы был нами предложен и исследован для случая двумерных МФК [12]. Исследование и применение двумерных и трехмерных (2D и 3D) ФК сталкивается со значительными проблемами технологического характера, одномерные (1D) ФК не только лишены этих сложностей, но и обладают принципиальным преимуществом. Действительно, при изучении эффекта суперпризмы принципиальную роль играет характер перестройки структуры электромагнитных волн вблизи границы разрешенной зоны. В частности, в запрещенной зоне перестройка структуры связана с изменением величины мнимой части блоховского волнового числа — фактором Ляпунова. Но в МФК, работающем в оптическом диапазоне, малость контролирующего параметра (например, недиагонального элемента тензора диэлектрической проницаемости $\alpha \sim 10^{-3}$) ведет

к незначительному сдвигу границы запрещенной зоны и изменению фактора Ляпунова. В работе [13] было показано, что в 1D-ФК индекс Ляпунова при смещении в глубь запрещенной зоны возрастает гораздо сильнее, чем в 2D-ФК того же состава. Именно это делает 1D-ФК более перспективными с точки зрения эксперимента и приложений.

Однако в отличие от 2D- и 3D-ФК граница 1D-ФК не является дифракционной решеткой. В [13] было показано, что при нанесении на поверхность 1D-ФК дифракционной решетки можно наблюдать явление суперпризмы. В настоящей работе, используя эту же схему, рассмотрим случай магнитной суперпризмы, реализованной в 1D-МФК.

2. 1D-суперпризма

В дальнейших рассуждениях будем использовать аппарат изочастот [14]. Изочастотой называется кривая, возникающая при сечении дисперсионной поверхности плоскостью постоянной частоты. Этот аппарат чрезвычайно удобен при изучении преломления волн на границе двух сред [14]. Например, рассмотрим падение волны из вакуума на поверхность слоистой среды. Поскольку вдоль поверхности система является трансляционно-инвариантной, компонента волнового вектора (например, k_x), параллельная поверхности, остается неизменной. Таким образом, если нам известна изочастота для слоистой среды, то по известной проекции k_x мы можем найти волновой вектор распространяющейся волны в слоистой среде.

В немагнитных слоистых средах симметрия системы приводит к тому, что в качестве двух независимых решений можно выбрать TE - и TM -поляризованные волны. Каждой из этих поляризаций соответствует своя изочастотная кривая. Поскольку МО-параметр мал, как правило, включение магнитного поля приводит лишь к малому сдвигу изочастоты, не меняя качественно ее формы. Случай, когда до включения магнитного поля изочастотные кривые TE - и TM -волн имеют пересечение, а при включении магнитного поля происходит расщепление и переакрытие изочастот, в настоящей работе рассматриваться не будут [3,4].

Включение магнитного поля, изменяя изочастоту, сдвигает границу запрещенной зоны. В настоящей работе этот сдвиг запрещенной зоны используется для того, чтобы направление распространения волны в МФК, лежащее ранее в разрешенной зоне, после включения управляющего воздействия оказалось в запрещенной зоне (или наоборот).

В оптическом диапазоне есть множество прозрачных сред, проявляющих МО-свойства, поэтому выбор использования тех или иных материалов обуславливается технологическими преимуществами изготовления структур. При расчетах мы не использовали параметры какого-либо одного материала, а взяли типичные значения характерных диагональных и недиагональных

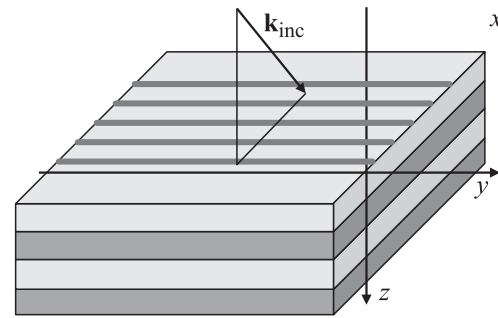


Рис. 1. Схема магнитной суперпризмы: на одномерный фотонный кристалл нанесена дифракционная решетка (система полос, параллельных оси y). Намагничивающее поле прикладывается вдоль оси x . Диэлектрическая проницаемость немагнитного слоя $\varepsilon = 7.0$, диагональная компонента проницаемости МО-слоя $\varepsilon = 2.0$, недиагональная компонента МО-слоя $\alpha = 0.05$, частота $k_0 d = 0.7$; d — толщина слоя. Плоскость падения волны — плоскость zx , т.е. проекция волнового вектора на ось y равна нулю $k_y = 0$.

компонент диэлектрических проницаемостей в оптическом диапазоне. Для простоты мы рассмотрели слои одинаковой толщины d . Диэлектрические проницаемости МО- (до включения внешнего магнитного поля) и диэлектрического слоев равны 2 и 7, что соответствует порядку величин реальных диэлектрических проницаемостей в оптике. Для создания боковых лепестков, как и раньше [13], мы предлагаем напылить на поверхность МФК дифракционную решетку (рис. 1).

Для нахождения изочастот воспользуемся методом T -матриц [15]. Поскольку собственные моды в разных слоях различны, необходимо выбрать единое представление для T -матриц для всех слоев. Например, можно связывать T -матрицами тангенциальные компоненты полей по разные стороны от слоя

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ H_x \end{pmatrix}_{\text{left}} = M \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ H_x \end{pmatrix}_{\text{right}}. \quad (1)$$

T -матрица всей системы представляет собой произведение отдельных T -матриц слоев. Рассмотрим периодическую структуру и для простоты будем считать, что период состоит из двух слоев. Поскольку собственное решение при прохождении по слою изменяется лишь на соответствующую фазу, после приведения T -матрицы к диагональному виду $T = SJS^{-1}$ матрица J будет иметь вид матрицы распространения

$$J_n = \begin{pmatrix} e^{ik_1 d} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_2 d} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_3 d} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_4 d} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где k_i — искомые блоховские волновые векторы.

Таким образом, у нас будет четыре собственных волновых числа, определяемые четырьмя собственными значениями e^{ikL} , где L — период ФК. Для нахождения собственных значений матрицы T нужно решить соответствующее характеристическое уравнение

$$\det |T_{ij} - \lambda \delta_{ij}| = 0, \quad (3)$$

которое в данном случае является уравнением четвертой степени.

Учитывая особенность симметрии нашей системы, можем упростить решение этого уравнения [6]. В нашем случае ячейка кристалла состоит из двух слоев, такая система инвариантна относительно отражения от плоскости, параллельной слоям и помещенной посередине одного из слоев. Следовательно (в отличие от случая спектральной асимметрии [5,6]), волновые векторы имеют вид $\pm k_1$, $\pm k_2$, и характеристическое уравнение (3) сводится к выражению

$$\lambda^4 - a\lambda^3 + b\lambda^2 - a\lambda + 1 = 0, \quad (4)$$

где

$$a = \sum_{i=1}^4 T_{ii}, \quad b = \sum_{\substack{i,j=1 \\ i>j}}^4 [T_{ii}T_{jj} - T_{ij}T_{ji}] \quad (5)$$

являются инвариантами, не зависящими от представления T -матриц.

Вычислив T -матрицу ячейки, можем найти эти инварианты. В то же время, поскольку характеристическое уравнение (4) инвариантно относительно приведения матрицы к жорданову виду, подставив вместо T -матрицы J , получим

$$\begin{cases} \text{Tr}(T) = \sum_{i=1}^4 T_{ii} = 2(\cos(k_1 2d) + \cos(k_2 2d)), \\ \sum_{\substack{i,j=1 \\ i>j}}^4 [T_{ii}T_{jj} - T_{ij}T_{ji}] = 2 + 4 \cos(k_1 2d) \cos(k_2 2d). \end{cases} \quad (6)$$

Уравнения (6) являются обобщением хорошо известного [16] дисперсионного уравнения $\text{Tr}(T) = 2 \cos(k_{\text{ВГ}} 2d)$. Решая эти уравнения, найдем волновые векторы и тем самым изочастоту.

Результаты расчета представлены на рис. 2–4. Сплошные линии обозначают изочастоты, вертикальные штриховые линии — сохраняющуюся проекцию волнового вектора k_{inc} на ось x .

На рис. 2 верхняя изочастота соответствует вакууму, G_{gr} — обратный волновой вектор дифракционной решетки, нанесенной на поверхность ФК.

Блоховским волнам, возбуждаемым в ФК (рис. 2, нижний график), соответствуют точки пересечения перпендикуляров к плоскости ФК, проходящих через концы волновых векторов дифракционных лепестков ($k_{\text{inc}x}$ и $k_{\text{inc}x} - G, \dots$). При нулевом намагничивании есть всего одно пересечение в области 1 (рис. 2 и 3), соответствующее распространению „преломленной“ волны. Волновой вектор этой волны обозначен как k_1 . Направление

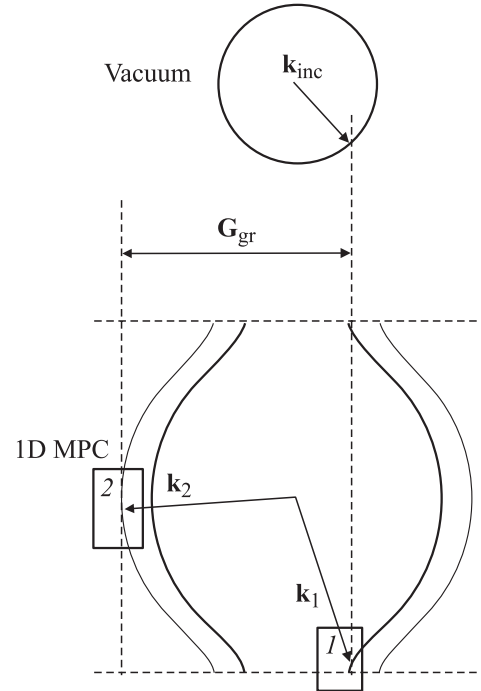


Рис. 2. Изочастотная картина, соответствующая системе, показанной на рис. 1. В отсутствие намагничивающего поля жирные кривые соответствуют TM -поляризации, а тонкие — TE -поляризации. Малые изменения изочастот при включении магнитного поля на участках 1 и 2, ответственных за эффект суперпризмы, в увеличенном виде показаны на рис. 3 и 4.

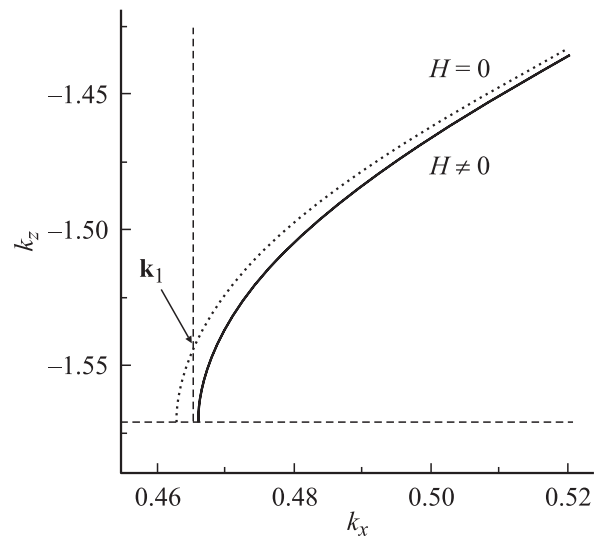


Рис. 3. Увеличенная область 1 (см. рис. 2). Пунктир соответствует случаю без магнитного поля и представляет TM -поляризацию.

падения света выбрано так, что в области 2 (рис. 2) в отсутствие магнитного поля нет такого пересечения, но вектор, обозначенный как k_2 , весьма близок к этой реализации. При включении магнитного поля изочастота

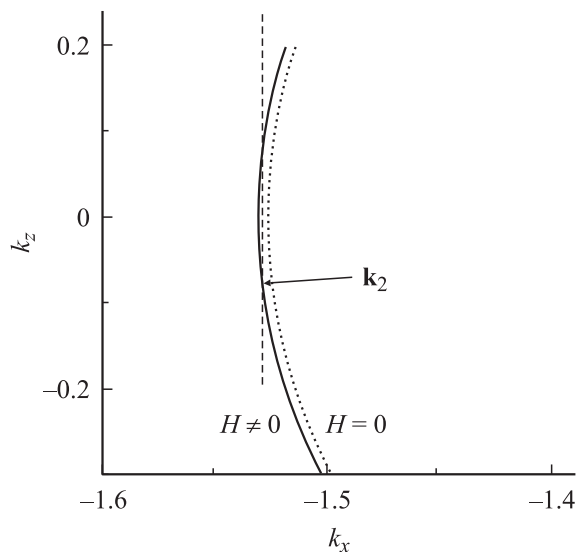


Рис. 4. Увеличенная область 2 (см. рис. 2). Пунктир соответствует случаю без магнитного поля и представляет TE -поляризацию.

изменяется и теперь распространяющимся „преломленным“ решением будет решение с k_2 . Таким образом, включение магнитного поля приводит к значительному изменению направления распространяющейся волны, и реализуется эффект суперпризмы.

Приведенные выше рассуждения касались лишь волновых векторов. Однако электромагнитная волна характеризуется не только волновым вектором, но и поляризацией. В 1D-ФК волны с разными поляризациями имеют существенно различные изочастоты. В нашем случае до включения магнитного поля в ФК распространялась только TM -поляризованная волна (магнитное поле волны параллельно диэлектрическим слоям). Важно отметить, что TM -волна слабо рассеивается дифракционной решеткой и на выходе из дифракционной решетки практически вся энергия сосредоточена в центральном лепестке. Поэтому параметры в системе выбраны так, чтобы решение, распространяющееся вдоль k_1 , соответствовало центральному лепестку дифракционной решетки. Чтобы возбудить этого решение, падающая волна должна содержать TM -компоненту поля. TE -компонента не будет распространяться.

После включения магнитного поля центральный лепесток попадает в запрещенную зону и возникает распространяющееся решение k_2 . До включения магнитного поля область 2 отвечала TE -поляризованной волне; следовательно, после включения малого магнитного поля эллипс поляризации решения k_2 будет вытянут вдоль TE -поляризации (электрическое поле параллельно слоям). Естественно такое решение будет эффективно возбуждаться падающей TE -поляризованной волной. При этом TE -волна сильно рассеивается дифракционной решеткой, и на выходе из дифракционной решетки гармоника, соответствующая первому боковому лепестку

(который как раз и возбуждает решение k_2), может нести значительную часть энергии [17]. Таким образом, для наблюдения в исследуемой системе эффекта магнитной суперпризмы падающая волна должна содержать как TE -, так и TM -поляризацию, т. е. быть эллиптически поляризованной.

3. Заключение

Нами показано, что эффект магнитной суперпризмы можно реализовать в одномерной слоистой системе. В данной системе оказалось, что второй лепесток (решение k_2) не может распространяться в вакууме. Действительно, соответствующая ему вертикальная штриховая прямая не пересекает окружность изочастоты, соответствующей вакууму, поэтому он не может выйти из ФК в вакуум. Однако на практике слоистый МФК расплывается на подложку, диэлектрическая проницаемость которой может в несколько раз превосходить проницаемость вакуума. Такому материалу будет соответствовать изочастота в виде окружности радиуса большего, чем окружность изочастоты вакуума, и для решения k_2 появится пересечение между вертикальной штриховой прямой и изочастотой материала подложки. Иными словами, и второе решение сможет покинуть ФК.

В настоящей работе сдвиг запрещенной волны используется для того, чтобы направление распространения волны в МФК, лежащее ранее в разрешенной зоне, после включения управляющего воздействия оказалось в запрещенной зоне или наоборот. Малый сдвиг границы означает малость индекса Ляпунова, описывающего ослабление сигнала в запрещенной зоне, и требует использовать достаточно толстые образцы, чтобы достичь желаемого ослабления. Однако в толстых образцах начинают проявляться эффекты, связанные с поглощением и неидеальностью структуры МФК. Если длина рассеяния на неоднородностях МФК становится сравнимой с величиной, обратной индексу Ляпунова, то рассматривать существование запрещенной зоны становится бессмысленным, поскольку волна раньше рассеется, чем испытает брэгговское отражение.

Здесь слоистые системы имеют принципиальное преимущество перед 2D- и 3D-кристаллами. Это преимущество выражается в „четкости“ границы между разрешенной и запрещенной зонами [13]. Слово „четкость“ означает, что в области частот, находящихся в запрещенной зоне, но близко к границе, наблюдаются достаточно большие значения индекса Ляпунова. Безусловно, по мере приближения к границе индекс Ляпунова стремится к нулю, но по сравнению с 2D- и 3D-ФК это убывание (или при углублении в запрещенную зону возрастание) носит существенно более резкий характер. Это обстоятельство оказывается чрезвычайно важным с точки зрения возможности экспериментального наблюдения эффектов, предсказанных для идеальных систем.

Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. *J. Mod. Opt.* **41**, 173 (1994).
- [2] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R 151 (2006).
- [3] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Khanikaev, A.B. Granovsky. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 108 (2006).
- [4] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, A.B. Granovsky. *Physica B: Cond. Matter* **394**, 277 (2007).
- [5] A. Figotin, I. Vitebsky. *Phys. Rev. E* **63**, 066 609 (2001).
- [6] A. Figotin, I. Vitebsky. *Phys. Rev. E* **68**, 036 609 (2003).
- [7] A. Figotin, I. Vitebsky. *Phys. Rev. E* **74**, 066 613 (2006).
- [8] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami. *Phys. Rev. B* **58**, R 10 096 (1998).
- [9] T. Baba, T. Matsumoto. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2325 (2002).
- [10] T. Baba, M. Nakamura. *IEEE J. Quant. Electron.* **38**, 909 (2002).
- [11] L. Wu, M. Mazilu, T. Karle, T.F. Krauss. *IEEE J. Quant. Electron.* **38**, 915 (2002).
- [12] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Granovsky. *Phys. Rev. E* **72**, 046 603 (2005).
- [13] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov. *Opt. Comm.* **259**, 700 (2006).
- [14] Р.А. Силин. Необычные законы в преломлении и отражении. Фазис, М. (1999). 80 с.
- [15] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973). 719 с.
- [16] С.М. Рыгов. *Акуст. журн.* **2**, 71 (1956).
- [17] А.П. Виноградов, А.А. Калачев, А.Н. Лагарьков, В.Е. Романенко, Г.В. Казанцева. *ДАН* **349**, 182 (1996).