

05:07

# Спектральные характеристики резонатора Фабри–Перо с управляемой гиротропией

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,  
375025 Ереван, Армения  
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 2 августа 2005 г.)

Рассмотрено распространение света через систему, состоящую из двух слоев естественно-гиротропной среды, находящихся во внешнем магнитном поле, и изотропного слоя между ними. Исследовано влияние гиротропии на интерференционное увеличение интенсивности света в невзаимном резонаторе Фабри–Перо. Показано, что при нормальном падении света такая система обладает большой и управляемой вращательной способностью, высоким пропусканием света и отсутствием эллиптичности поляризации.

PACS: 07.60.-j, 84.40.Ik

## Введение

Интерес к эффекту аккумуляции света, в связи с его возможным применением в последние годы резко повысился. Аккумуляция света имеет место в средах с периодической структурой [1,2], в волноводах [3–5], в резонаторах или (а также) в периодических средах с дефектом в структуре [6–19]. В последние годы повысился интерес к эффектам невзаимности, которая заключается в различии оптических свойств среды для электромагнитных волн одинаковой поляризации при двух противоположных направлениях распространения. Если система пропускает (отражает) свет с левой и правой сторон по-разному, следует ожидать увеличения интерференционного накопления света в системе, состоящей, в частности, из двух невзаимных элементов, если в этих элементах большие пропускания направлены друг к другу. Данная работа посвящена именно исследованию влияния невзаимного отражения на границах слоев резонатора Фабри–Перо на интерференционное увеличение интенсивности света внутри системы.

## Теория

Рассмотрим оптический резонатор с невзаимными элементами, а именно невзаимный слой НС(1)–слой изотропного диэлектрика (СИД)–НС(2). НС представляет собой слой естественно-гиротропной среды, находящейся во внешнем магнитном поле, причем НС(1) и НС(2) отличаются друг от друга только взаимно противоположным направлением внешнего магнитного поля.

Пусть на систему НС(1)–СИД–НС(2) (рис. 1) падает волна  $\mathbf{E}_i$ , порождая отраженные от системы и прошедшие через нее волны  $\mathbf{E}_r$  и  $\mathbf{E}_t$  соответственно. Комплексные амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн разложим по линейным базисным поляри-

зациям

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}_p, \mathbf{n}_s$  — орты линейных базисных поляризаций. При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (2)$$

где  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  — матрицы Джонса для данной системы.

Согласно [20], 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

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

Здесь предполагается, что система „А“ — это система, находящаяся левее, а „В“ — правее сшивающей поверхности  $OO'$  (рис. 1), поэтому

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, & \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), \\ \hat{R}_A &= \exp(2ik_0 d') \hat{R}_1, & \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), \\ \hat{R}_B &= \exp(2ik_0 d'') \hat{R}_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\hat{T}_1, \hat{R}_1$  и  $\hat{T}_2, \hat{R}_2$  — матрицы пропускания и отражения первого и второго НС соответственно,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \epsilon_0$ ,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика,  $\lambda$  — длина волны в вакууме,  $d'$  и  $d''$  — расстояния сшивающей поверхности  $OO'$ , соответственно, от левой и правой границ изотропного диэлектрика, знаком  $\sim$  обозначены отражающие–пропускающие характеристики системы при падении на нее волны „справа“.

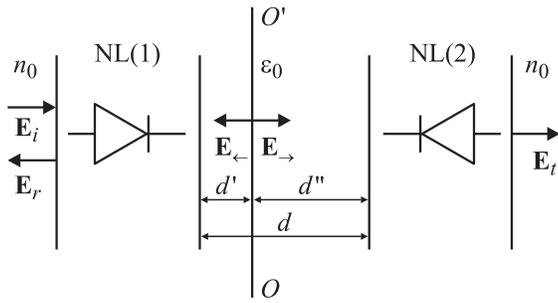


Рис. 1. Геометрия многослойной оптической системы НС(1)–СИД–НС(2).

Матрицы  $\hat{S}$  и  $\hat{P}$  описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности  $OO'$  и распространяющиеся направо и налево соответственно

$$\mathbf{E}_\rightarrow = \hat{P}\hat{T}_A\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_\leftarrow = \hat{S}\hat{T}_A\mathbf{E}_i. \quad (5)$$

Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{total} = (\hat{S} + \hat{P})\hat{T}_A\mathbf{E}_i. \quad (6)$$

Матрицы  $\hat{S}$  и  $\hat{P}$ , согласно [20], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A\hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A\hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя выражения для матрицы Джонса в естественно-гиротропной среде, находящейся во внешнем магнитном поле из [21] при помощи (1)–(7) мы можем 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  $I = |E_{total}|^2/|E_i|^2$ , а также другие оптические характеристики системы.

## Результаты. Обсуждение.

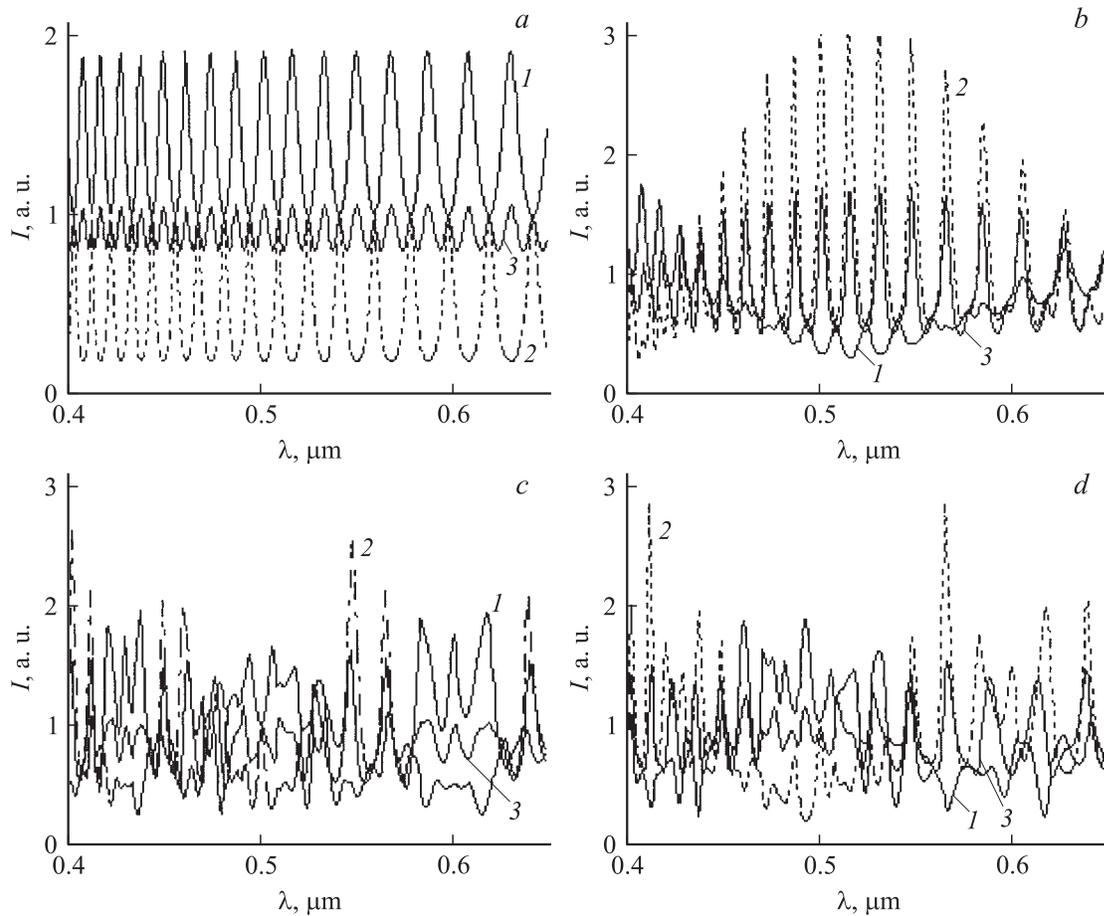
Сначала рассмотрим особенности аккумуляции световой энергии в случае приложенных друг к другу двух изотропных слоев, в отсутствие естественной гиротропии ( $\gamma = 0$ ,  $\gamma$  — параметр естественной гиротропии) и в отсутствие внешнего магнитного поля ( $g = 0$ ,  $g$  — параметр магнитооптической активности).

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности  $I$  суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, на рис. 2, *a* — фактически в центре изотропного слоя, поскольку полностью идентичны слои в результате сшивки образуют единый слой двойной толщины, от длины волны при различных поляризациях падающей волны. На рис. 2, *b* — в случае, когда слои находятся во внешнем магнитном поле, при этом

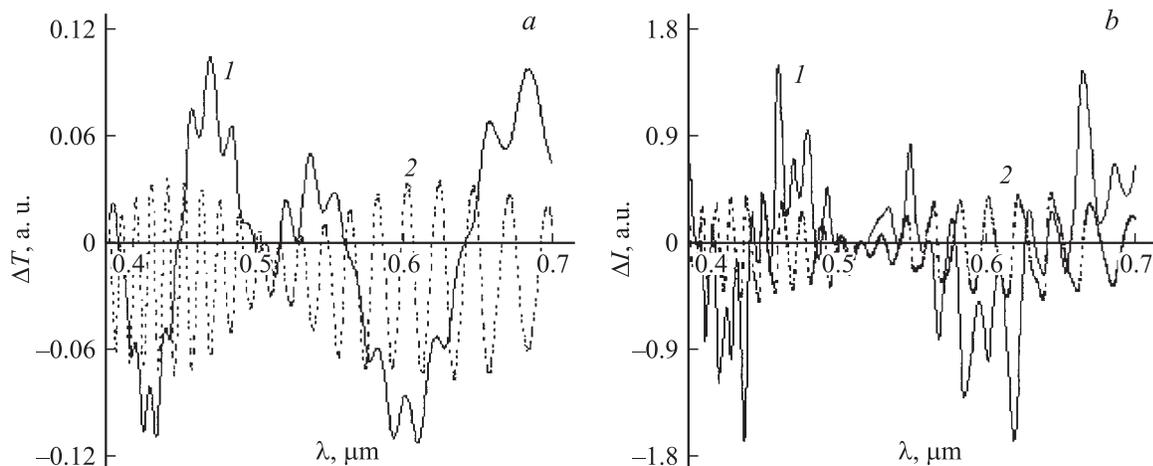
в первом слое внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $z$  ( $g > 0$ ), а во втором — противоположно направлению оси  $z$  ( $g < 0$ ). Нами выбрана следующая система координат, в которой проводится расчет: ось  $z$  направлена по нормали к поверхности раздела слоев, ось  $y$  перпендикулярна плоскости падения света, ось  $x$  лежит в плоскости падения света. Как известно, при наличии внешнего магнитного поля среда становится невязимой, причем только по отношению к круговым поляризациям. По отношению к линейным поляризациям падающей волны оба этих слоя продолжают оставаться взаимными (естественно, если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $z$  или перпендикулярно ей, в противном же случае появляется невязимость также по отношению к линейным поляризациям падающей волны). Сравнение графиков рис. 2, *a* и 2, *b* показывает, что наличие невязимости в системе существенно влияет и на характер локализации поля в системе. Если при  $g = 0$  спектры  $I(\lambda)$  для обеих круговых поляризации идентичны, то при  $g \neq 0$  они отличаются друг от друга. При одновременном изменении направления внешнего магнитного поля на обратное в обоих слоях характер локализации поля в системе для линейных поляризаций не изменяется, тогда как для круговых поляризаций соответствующие кривые меняются местами. Изменение параметра  $g$  (величины внешнего магнитного поля) влияет на спектр  $I(\lambda)$ . Таким образом, с помощью искусственной гиротропии можно управлять локализацией светового поля в системе, что может находить применение при преобразовании световой энергии в электрический ток.

А теперь рассмотрим случай  $\gamma \neq 0$ . На рис. 2, *c, d* представлена зависимость интенсивности  $I$  суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, от длины волны, при различных поляризациях падающей волны соответственно, для систем НС(1)–НС(2) и НС(2)–НС(1). Для НС(1)  $g > 0$ , а для НС(2)  $g < 0$ , в остальном они идентичны. Увеличивается поляризационная зависимость локализации поля в системе. При одновременном изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное в обоих слоях изменяется характер локализации в системе как для обеих круговых, так и для обеих линейных поляризаций.

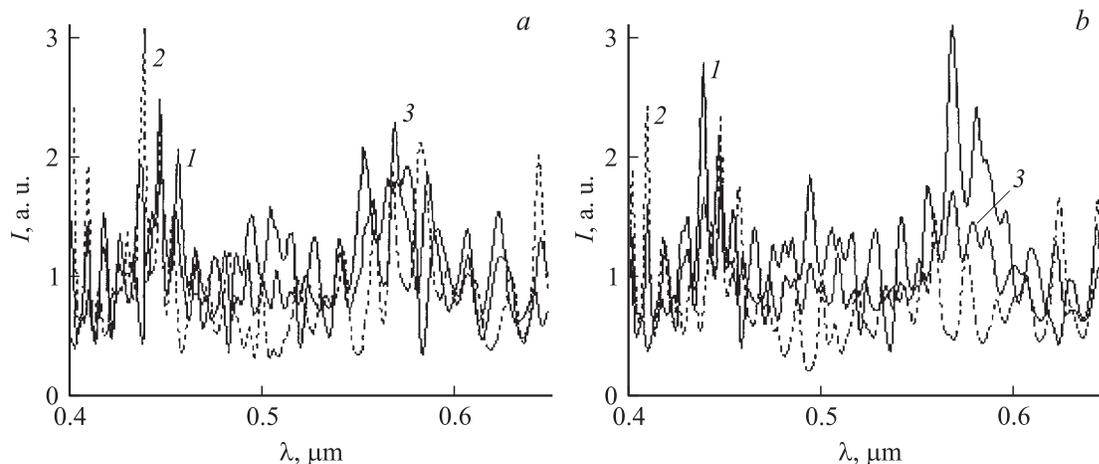
Как известно, магнито-оптические элементы с управляемой гиротропией имеют широкое применение в оптической связи, в частности, в качестве оптических изоляторов. Эти устройства должны иметь большое фарадеевское вращение и высокое пропускание света, одновременно эллиптичность поляризации света, вносимая внешним магнитным полем и естественной гиротропией, должна быть минимальной. Как показывают наши расчеты, при нормальном падении света системы НС(1)–СИД–НС(2) и НС(1)–НС(2) в случае  $\gamma \neq 0$ ,  $g \neq 0$  обладают одним важным свойством, а именно отсутствием эллиптичности поляризации у прошедшего через систему света. При параметрах, выбранных для рис. 3, при нормальной падении света



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности  $I$  суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, от длины волны при падении на систему света с  $p$ -поляризацией (1), с  $s$ -поляризацией (2) и с левой круговой поляризацией (3) в следующих случаях: а)  $\gamma = 0, g = 0$ ; б)  $\gamma = 0, g = 0.2$ ; в)  $\gamma = 0.2, g = 0.2$ ; д)  $\gamma = 0.2, g = -0.2$ . Диэлектрическая проницаемость слоев  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2.5$ , магнитная —  $\mu_1 = \mu_2 = 1.5$ , толщина слоев  $d_1 = d_2 = 5 \mu\text{m}$ , угол падения  $\varphi = 60^\circ$ .



**Рис. 3.** Зависимость невязности пропускания  $\Delta T$  (а) и разности интенсивностей  $\Delta I$ , возникающая на сшивающей поверхности для систем НС(2)–НС(1) и НС(1)–НС(2) (б) от длины волны при падении на систему света с  $s$ -поляризацией (1) и с левой круговой поляризацией (2). Параметры те же, что и на рис. 2.



**Рис. 4.** Зависимость интенсивности  $I$  суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности  $OO'$  для систем НС(1)–СИД–НС(2) (а) и НС(2)–СИД–НС(1) (б).  $d' = d'' = 1 \mu\text{m}$ ,  $n_0 = 1$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

( $\varphi = 0^\circ$ ) на длине волны  $\lambda = 0.599 \mu\text{m}$  угол вращения плоскости поляризации  $\psi = 0.5761 \text{ rad.}$ , эллиптичность поляризации  $e = 7.3 \cdot 10^{-8}$ , коэффициент пропускания  $T = 0.926$ , тогда как для каждого из элементов резонатора НС(1) и НС(2) эти параметры имеют следующие значения:  $\psi_1 = 0.4118 \text{ rad.}$ ,  $e_1 = 0.019$ ,  $T_1 = 0.9626$  и  $\psi_2 = 0.1467 \text{ rad.}$ ,  $e_2 = 0.019$ ,  $T_2 = 0.9626$ . При наклонном падении это свойство рассматриваемых систем исчезает.

В этом случае (т.е. при  $\gamma \neq 0$ ,  $g \neq 0$ ) система НС(1)–НС(2) обладает еще одной важной особенностью. Так как в этом случае слои НС(1) и НС(2) невзаимны как по отношению к круговым, так и по отношению к линейным поляризациям, то эта невзаимность должна влиять на особенности локализации светового поля внутри системы, выражающиеся в следующем. На рис. 3,а представлена зависимость невзаимности пропускания  $\Delta T$  ( $\Delta T = T_r - T_l$ ,  $T_l$  и  $T_r$  коэффициенты отражения при падении света на систему с левой и с правой стороны соответственно) от длины волны  $\lambda$  для линейной  $s$ -поляризации (кривая 1) и левой круговой поляризации (кривая 2) падающей волны для первого слоя НС(1). Для второго слоя  $\Delta T$  имеет обратный знак, т.е. если для НС(1)  $\Delta T > 0$ , то для НС(2)  $\Delta T < 0$ . На рис. 3,б представлена зависимость разности  $\Delta I$  интенсивностей, возникающих на сшивающей поверхности для систем НС(2)–НС(1) и НС(1)–НС(2) от длины волны для тех же поляризаций. Сравнение рис. 3,а и б показывает, что знаки  $\Delta T$  и  $\Delta I$  практически совпадают. А это означает, что, если направления большего пропускания этих двух слоев направлены друг к другу ( $\rightarrow \leftarrow$ ), интенсивность  $I$  на сшивающей поверхности этих слоев получается большей, чем в случае, когда эти направления взаимно противоположны ( $\leftarrow \rightarrow$ ).

Теперь рассмотрим случай присутствия диэлектрического слоя между невзаимными слоями. На рис. 4 представлена зависимость интенсивности  $I$  суммар-

ной волны, возникающей на сшивающей поверхности  $OO'$  (рис. 1) от длины волны при различных поляризациях падающей волны соответственно для систем НС(1)–СИД–НС(2) и НС(2)–СИД–НС(1). Как показывают вычисления, знаки  $\Delta T$  и  $\Delta I$  практически не совпадают, и это естественно, так как в этом случае взаимное отражение на границах слоя внутри невзаимного резонатора Фабри–Перо существенно влияет на спектр аккумуляции света в системе.

В заключение отметим, что если эти невзаимные элементы сами имеют периодическую структуру, то происходит как существенное увеличение  $I$ , так и увеличение  $\Delta I$ . Отметим также, что такие системы могут быть применены в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно, можно показать и ряд других областей применения указанных систем.

Выражаю признательность рецензенту за стимулирующие замечания.

## Список литературы

- [1] *Gevorgyan A.H.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. V. 378. P. 187–204.
- [2] *Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genak A.Z.* // Progr. Quant. Elect. 2003. V. 27. P. 369.
- [3] *Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystals. N.Y.; John Wiley & Sons, 1984.
- [4] *Joannopoulos J., Meade R., Winn J.* Photonic Crystals. Princeton, 1995.
- [5] *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer, 2001.
- [6] *Ветров С.Я., Шабанов А.Б.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1126.
- [7] *Lusk D., Abdulhalim I., Placido F.* // Opt. Commun. 2001. V. 198. P. 273.
- [8] *Inoue M., Fujii T.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 5659.
- [9] *Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 5768.

- [10] *Zhang D., Hu Z., Li W., Cheng B.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2431.
- [11] *Wang R., Dong J., Xing D.Y.* // Phys. Stat. Sol. 1997. V. 200. P. 529.
- [12] *Hodgkinson I.J., Wu Qi.H., Arnold M., McCall M.W., Lakhtakia A.* // Opt. Commun. 2002. V. 210. P. 201.
- [13] *Yablonovich E., Gmitter T.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3380.
- [14] *Yokoyama H., Suzuki M., Nambu Y.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 2598.
- [15] *Painter O., Lee R.K.* et al. // Science. 1999. V. 284. P. 1819.
- [16] *Yang Y.-C., Kee C.-S.* et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 6852.
- [17] *Kopp V.I., Genack A.Z.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 033901.
- [18] *Schmidtke J., Stille W.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 083902.
- [19] *Геворгян А.А.* // Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. С. 225.
- [20] *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. С. 647.
- [21] *Геворгян А.А.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. С. 830.