

06;07;12

©1995 г.

## ПЛАНАРНЫЙ СВЯЗАННЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

*Д.И.Семцов, А.М.Шутый*

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
Филиал Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова,  
432700, Ульяновск, Россия  
(Поступило в Редакцию 11 апреля 1994 г.)

Исследованы условия эффективной перекачки мод различной поляризации между связанными волноводами в системе, состоящей из двух магнитогиrotропных пленок, разделенных диэлектрической немагнитной прослойкой. Выявлена возможность управления преобразованием  $TM \rightarrow TM$ - мод за счет изменения магнитного состояния структуры, показана его невзаимность. Получены выражения для коэффициентов связи модовых преобразований с сохранением поляризации.

Технологической особенностью процесса выращивания эпитаксиальных пленок феррит-гранатов является одновременный их рост на подложке с двух противоположных сторон [1]. Одну из сторон впоследствии, как правило, стравливают, чтобы избежать дополнительных помех и потерь при использовании пленок с подложкой, например, в качестве магнитооптического (МО) волновода. Однако использование обеих выращенных пленок дает возможность рассматривать всю систему как два связанных планарных волновода. Известно, что на основе двух связанных волнопроводов возможна реализация достаточно широкого класса интегрально-оптических устройств управления лазерным излучением [2]. Связанные МО волноводы представляют особый интерес для интегральной оптики ближнего ИК диапазона, так как их водноводные режимы могут управляться магнитным полем. В настоящей работе исследуются особенности и условия эффективной перекачки мод различной поляризации между связанными волноводами.

Рассмотрим планарную структуру, состоящую из двух намагниченных вдоль оси  $y$  слоев толщиной  $L_1$ , разделенных немагнитной диэлектрической прослойкой толщиной  $T$ . Прослойка характеризуется скалярной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , окружающая среда имеет проницаемость  $\epsilon_2$ , а магнитные волноводные слои (0 и 1) характе-

ризуются тензорной диэлектрической проницаемостью

$$\hat{\epsilon}_f = \begin{pmatrix} \epsilon_f + g_{12} & 0 & -if\alpha_y \\ 0 & \epsilon_f + g_{11} & 0 \\ -if\alpha_y & 0 & \epsilon_f + g_{12} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\alpha_y$  — направляющие косинусы магнитного момента  $M$ , принимающие значения  $\pm 1$ ;  $f$  и  $g_{11}$ ,  $g_{12}$  — линейный и квадратичные МО параметры.

Считается, что ось  $x$  совпадает с нормалью к поверхности слоев, а излучение в волноводной структуре распространяется вдоль оси  $z$ . Кристаллографические оси  $\{100\}$  кубической решетки совпадают с осями выбранной системы координат. В рассматриваемой геометрии  $TE$ - и  $TM$ -моды разделяются и являются собственными модами магнитогиротропного изолированного волновода. При этом постоянные распространения  $\beta^{TE}$  не зависят от направления намагниченности (вдоль или против оси  $y$ ), тогда как  $\beta^{TM}$  зависят от знака направляющего косинуса [3].

Анализ особенностей волноводного распространения излучения будем проводить на основе метода связанных мод [4]. Невозмущенной принимается система изолированных волноводов с проницаемостью  $\hat{\epsilon}_f$ , подложкой и покровным слоем с проницаемостями  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2 < \epsilon_f$ . Возмущение в рассматриваемой структуре определяется близостью соседнего волноводного слоя, например, для слоя 0 имеем

$$\Delta \hat{\epsilon}(x) = \begin{cases} \hat{\epsilon}_f - \epsilon_1 & -L_0 - L_1 - T \leq x \leq -L_0 - T, \\ 0 & \text{вне слоя 1.} \end{cases} \quad (2)$$

В соответствии с методом связанных мод представим полное поле возмущенной системы волноводов в виде суммы полей мод невозмущенной системы

$$E(x, z) = \sum_{\nu, i} A_{\nu i}(z) \mathcal{E}_{\nu i}(x) \exp[i(\omega t - \beta_{\nu i} z)], \quad (3)$$

где  $A_{\nu i}(z)$  — комплексные амплитуды поля  $\nu$ -й моды в соответствующем волноводе ( $i = 0, 1$ );  $\mathcal{E}_{\nu i}(x)$  — профильные функции мод, удовлетворяющие невозмущенному уравнению

$$(d^2/dx^2 - \beta_{\nu i}^2 + \mu_f \hat{\epsilon}_f k_0^2) \mathcal{E}_{\nu i} = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\beta_{\nu i}$  — постоянная распространения  $\nu$ -й моды;  $\mu_f$  — магнитная проницаемость волноводного слоя, принятая равной единице;  $k_0 = \omega/c$ . Дисперсионное соотношение, связывающее константу распространения  $\beta_{\nu i}$  с длиной волны и параметрами волноводной структуры, имеет вид для  $TE_{\nu i}$ -мод

$$L = \arctg \frac{q_{\nu i} + p_{\nu i}}{h_{\nu i}^2 - q_{\nu i} p_{\nu i}} + \frac{\nu \pi}{h_{\nu i}},$$

$$L = \operatorname{arctg} \frac{(\bar{q}_{\nu i} + \bar{p}_{\nu i})\varepsilon_{11}}{\bar{h}_{\nu i}^2 \varepsilon_{11}^2 - \bar{q}_{\nu i} \bar{p}_{\nu i} + f \alpha_{iy} \beta_{\nu i} (\bar{q}_{\nu i} - \bar{p}_{\nu i} + f \alpha_{iy} \beta_{\nu i})} + \frac{\nu \pi}{\bar{h}_{\nu i}},$$

где  $q_{\nu i} = q_{\nu i} \varepsilon / \varepsilon_2$ ,  $\bar{p}_{\nu i} = p_{\nu i} \varepsilon / \varepsilon_1$ ,  $q_{\nu i}^2 = \beta_{\nu i}^2 - k_0^2 \varepsilon_2$ ,  $p_{\nu i}^2 = \beta_{\nu i}^2 - k_0^2 \varepsilon_1$ ,  $\bar{h}_{\nu i}^2 = k_0^2 \varepsilon_{22} - \beta_{\nu i}^2$ ,  $\bar{h}_{\nu i}^2 = k_0^2 (\varepsilon_{11} - f^2 / \varepsilon_{33}) - \beta_{\nu i}^2$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_{11} \varepsilon_{33} - f^2$ ,  $\varepsilon_{11}$  — диагональные компоненты тензора  $\hat{\varepsilon}_f$ .

Амплитуды  $A_{\nu i}$  подчиняются уравнению связанных мод

$$dA_{\nu i} / dz = -i \sum_{\sigma, j} \gamma_{\nu i, \sigma j} A_{\sigma j} \exp(2i \Delta_{\nu i, \sigma j} z), \quad (5)$$

где  $\nu, \sigma$  — модовые числа;  $i, j = 0, 1$  — номера волноводов;  $\gamma_{\nu i, \sigma j}$  — коэффициент связи мод с соответствующими индексами;  $2\Delta_{\nu i, \sigma j} = \beta_{\nu i} - \beta_{\sigma j}$  — параметр фазовой расстройки.

Эффективность модового преобразования

$$\eta_{\nu i, \sigma j} = \frac{|A_{\sigma j}(z)|^2}{|A_{\nu i}(0)|^2}$$

в приближении связанных мод определяется выражением

$$\eta_{\nu i, \sigma j}(z) = \frac{|\gamma_{\nu i, \sigma j}|^2}{\chi_{\nu i, \sigma j}^2} \sin^2 \chi z, \quad (6)$$

где  $\chi_{\nu i, \sigma j} = (\Delta_{\nu i, \sigma j}^2 + |\gamma_{\nu i, \sigma j}|^2)^{1/2}$ .

Из (6) следует, что наиболее эффективной является связь синхронизированных мод, когда  $\Delta_{\nu i, \sigma j} \approx 0$ . Для параметров расстройки, удовлетворяющих условию  $|\Delta_{\nu i, \sigma j}| \gg |\gamma_{\nu i, \sigma j}|$ , эффективность преобразования мод мала

$$\eta_{\nu i, \sigma j} \approx |\gamma_{\nu i, \sigma j}|^2 / \Delta_{\nu i, \sigma j}^2 \ll 1.$$

На рис. 1 приведена зависимость постоянной распространения волноводных мод от толщины волноводного слоя для структуры с параметрами  $\varepsilon_f = 4.58$ ,  $\varepsilon_1 = 3.76$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ; МО параметры  $f = 10^{-3}$ ,  $g_{11} = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_{12} = 10^{-4}$  ( $\alpha_y = 1$ ), длина волны излучения  $\lambda = 1.15$  мкм. Как видно из рис. 1, две моды с различными модовыми числами ( $\nu \neq \sigma$ ) могут иметь одинаковые постоянные распространения  $\beta$  только для различных толщин. Если же толщины волноводных слоев одинаковы, то постоянные распространения мод с различными модовыми числами сильно отличаются, что не позволяет достичь модового синхронизма. Так как выращенные на противоположных сторонах подложки эпитаксиальные слои имеют, как правило, одинаковую толщину, мы будем считать  $L_0 = L_1 = L$ . При этом эффективная связь реализуется только для мод с одинаковыми модовыми числами, что позволяет рассматривать систему (5) в двухмодовом приближении.

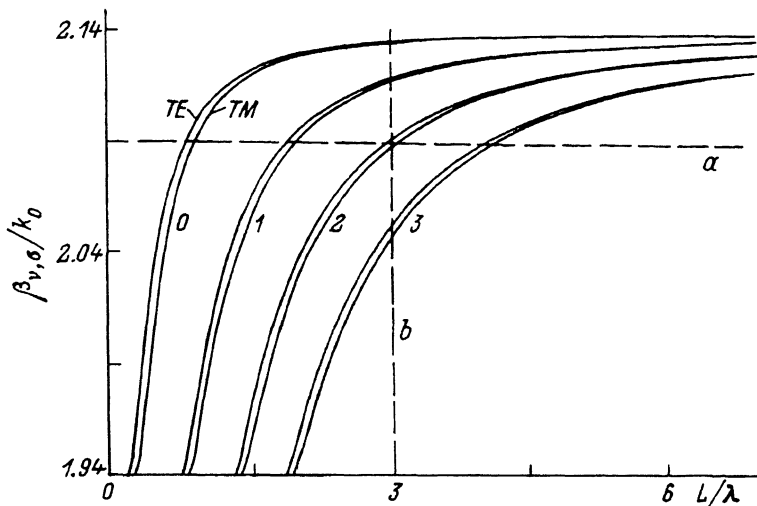


Рис. 1. Зависимость постоянной распространения волноводных мод (цифры — номера мод) от толщины волноводного слоя. Прямая  $a$  —  $\beta_\nu = \beta_\sigma$ ,  $L_0 = L_1$ ; прямая  $b$  —  $L_0 = L_1$ .

Согласно (6), эффективность преобразования рассматриваемых нами мод определяется коэффициентом связи, который в приближении связанных мод вводится следующим образом:

$$\gamma_{0,1} = ik_0 \int \mathcal{E}_0^*(x) \Delta \hat{\epsilon}(x) \mathcal{E}_1(x) dx, \quad (7)$$

где профильные функции в случае связи  $TE_0 \rightarrow TE_1$  имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{0y}^{TE} &= C_0^{TE} \left[ \cos h_0 L + \frac{q_0}{h_0} \sin h_0 L \right] \exp[p_0(x+L)], \\ \mathcal{E}_{1y}^{TE} &= C_1^{TE} \left[ \cos h_1(x+2L+T) + \frac{q_1}{h_1} \sin h_1(x+2L+T) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае связи  $TM \rightarrow TM$  профильные функции соответствующих компонент электрического поля определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{0,1z}^{TM} &= -i \left( \frac{\partial \mathcal{H}_{0,1y}^{TM}}{\partial x} \epsilon_{11} + \mathcal{H}_{0,1y}^{TM} f \alpha_{0,1y} \beta_{0,1} \right) / (k_0 \epsilon), \\ \mathcal{E}_{0,1x}^{TM} &= \left( \frac{\partial \mathcal{H}_{0,1y}^{TM}}{\partial x} f \alpha_{0,1y} + \mathcal{H}_{0,1y}^{TM} \epsilon_{33} \beta_{0,1} \right) / (k_0 \epsilon), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{0y}^{TM} &= -C_0^{TM} \left[ \frac{\bar{h}_0}{\bar{q}_0} \cos \bar{h}_0 L + \sin \bar{h}_0 L \right] \exp[p_0(x+L)], \\ \mathcal{H}_{1y}^{TM} &= -C_1^{TM} \left[ \frac{\bar{h}_1}{\bar{q}_1} \cos \bar{h}_1(x+2L+T) + \sin \bar{h}_1(x+2L+T) \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $C_i^{TE}$  и  $C_i^{TM}$  — нормировочные амплитуды соответствующих мод;  $\bar{q}_i = (\bar{q}_i + \beta_i f \alpha_{iy}) / \varepsilon_{11}$ . В приведенных соотношениях все модовые характеристики соответствуют волноводной моде с индексом  $\nu$ , который мы опускаем там, где он не обязателен.

Подставляя профильные функции (8) в (7), найдем коэффициенты связи для преобразования  $TE \rightarrow TE$

$$\gamma_{0,1} = \frac{(h_1^2 + p_1^2) (h_1^2 + q_1^2) (h_0^2 + q_0^2) (p_1 + p_0) C_0^{TE} C_1^{TE} K \exp(-p_0 T)}{k_0 (h_0^2 + p_1^2) h_0 h_1 J_0 J_1}, \quad (10)$$

где

$$K = 1 - \frac{J_1 h_1 (p_0 - q_1) \exp(-p_0 L)}{(p_0 + p_1) (h_1^2 + q_1^2)},$$

$$J_i = (h_i^2 + q_i^2 + p_i^2 + q_i^2 p_i^2 / h_i^2)^{1/2}.$$

Аналогично можно получить выражение для коэффициентов связи преобразования  $TM \rightarrow TM$ , которое мы здесь не приводим из-за его громоздкости. Как видно из (10), коэффициент связи мод, распространяющихся в волноводах, имеет экспоненциальную зависимость от произведения толщины подложки (прослойки)  $T$  на поперечную компоненту волнового вектора в подложке  $p$ . Таким образом, связь мод будет наиболее эффективна для тонких подложек и при толщине магнитных пленок, близкой к толщине отсечки перекачиваемой моды, где поперечная компонента  $p$  мала по величине (рис. 2). Для используемых на практике подложек с толщиной  $T \sim 300 - 500$  мкм эффективная связь обеспечивается при  $p < 300 \text{ см}^{-1}$ . На рис. 2 для указанных ранее параметров пленки и излучения приведена зависимость поперечной компоненты волнового вектора в подложке  $p$  от толщины пленки вблизи толщины отсечки моды с модовым числом  $\nu = 1$ , для  $TE$ -моды  $L_c = 0.8514$  мкм, для  $TM$  —  $L_c = 0.9284$  мкм. Кривая 1 соответствует

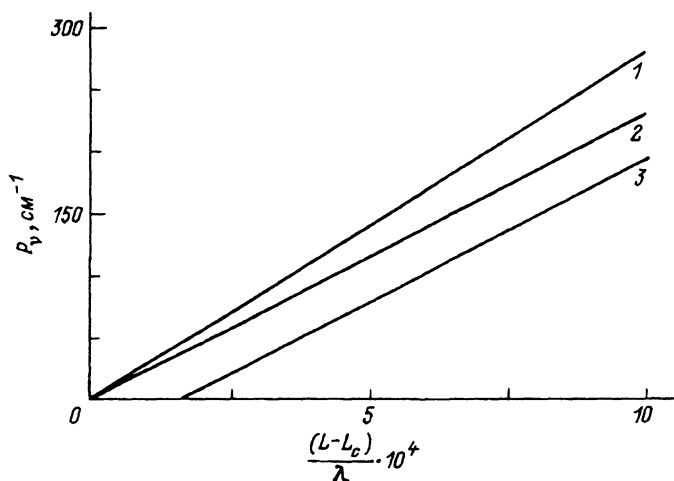


Рис. 2. Зависимость поперечной компоненты волнового вектора в подложке  $p$  от толщины пленки вблизи толщины отсечки моды с модовым числом  $\nu = 1$ .

$TE$ -моды при  $\alpha_y = 1$ , кривая 2 —  $TM$ -моды при  $\alpha_y = 1$ , кривая 3 —  $TM$ -моды при  $\alpha_y = -1$ .

При выполнении условия  $q \sim h \gg p$ , справедливого вблизи толщины отсечки, длина полной перекачки моды из одного волновода в другой в случае модового синхронизма ( $\beta_0 = \beta_1$ ,  $d = \pi/2\gamma$ ) определяется выражениями

$$d^{TE-TE} = (\pi\beta/2phq) \cdot (h^2 + q^2)^{1/2} \exp(pT),$$

$$d^{TM-TM} = \frac{\pi k_0^2 \varepsilon_j^2 \bar{q} [\bar{h}^2 - \bar{q}(\bar{p} - \beta f \alpha_y)] \exp(pT)}{ph\beta\varepsilon_1(\bar{h} + \bar{q}) \cdot [\beta f \alpha_y (\bar{q}\beta f \alpha_y - 2\bar{p}\bar{q} + 2\bar{h}^2) \bar{q} + (\bar{h}^2 - \bar{p}\bar{q})^2]^{1/2}}. \quad (11)$$

Здесь для упрощения принято, что слои идентичны, т.е. имеют одинаковые параметры и одинаковую ориентацию намагниченности, вследствие чего индексация по слоям в (11) опущена. Преобразование  $TM \rightarrow TM$  в отличие от преобразования  $TE \rightarrow TE$  характеризуется невязанностью, т.е. изменением коэффициента связи мод при обращении направления вектора магнитного момента  $M_i$  в обеих пленках на противоположное (изменение знака  $\alpha_y$ ). Анализ общих выражений, не приведенных здесь, показывает, что коэффициент связи преобразования  $TM \rightarrow TM$  зависит также от направления вектора  $M_i$  в каждом из слоев, т.е. от знака  $\alpha_{iy}$ . На рис. 3 представлена зависимость коэффициентов связи преобразований  $TE \rightarrow TE$  (кривая 1) и  $TM \rightarrow TM$  (кривые 2-5) от приведенной толщины волноводного слоя для структуры с указанными выше параметрами при толщине прослойки  $T = 300$  мкм. Как видно из рисунка, изменение направления намагниченности в одной из пленок приводит к существенному изменению коэффициента связи  $\gamma_{0,1}^{TM-TM}$  (взаимная ориентация намагниченности в пленках на

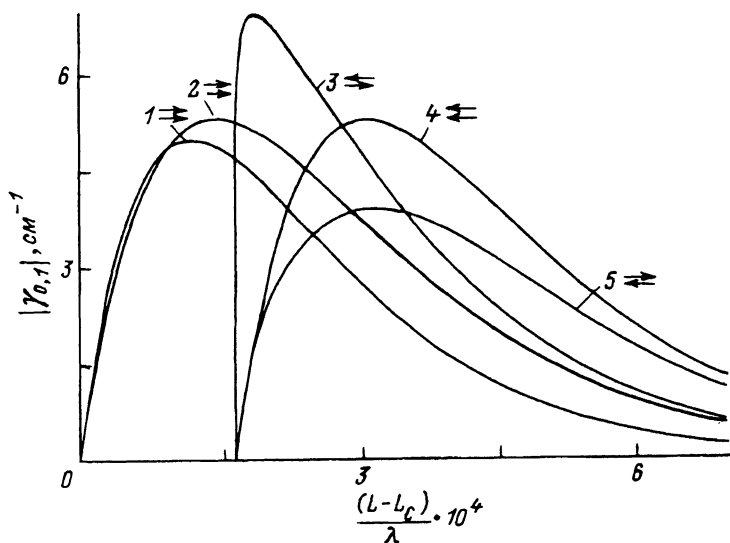


Рис. 3. Зависимость коэффициентов связи преобразований  $TE \rightarrow TE$  (1) и  $TM \rightarrow TM$  (2-5) от приведенной толщины волноводного слоя.

рисунке показана стрелками). Это объясняется тем, что даже небольшое отличие постоянных распространения  $\beta^{TM}$  в противоположно намагниченных пленках приводит вблизи толщины отсечки к значительным отличиям поперечной компоненты волнового вектора в прослойке  $p$ . Для систем с тонкими подложками эффективная связь волноводов ( $d \sim 1 - 5$  мм) будет реализовываться, даже когда толщина магнитных пленок  $L$  далека от толщины отсечки моды, однако в этом случае уменьшатся возможности управления модовым преобразованием внешним магнитным полем. Преобразование  $TE \rightarrow TE$  определяется только диагональным членом тензора  $\hat{\epsilon}_f$ , куда входит добавка квадратичная по намагниченности, вследствие чего коэффициент связи  $\gamma_{0,1}^{TE-TE}$  не зависит от взаимной ориентации намагниченности в пленках.

Интерес для практического использования представляет реализация управления модовыми преобразованиями в планарном связанном магнитооптическом волноводе за счет изменения ориентации намагниченности в пленках внешним магнитным полем на произвольный угол, так как при этом значительно увеличиваются возможности управления модовыми преобразованиями в изолированном волноводе [5,6]. Однако данный вопрос составляет предмет отдельного рассмотрения.

### Список литературы

- [1] Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. С. 156.
- [2] Волноводная микроэлектроника / Под ред. Т.Тамира. М.: Мир, 1991. С. 132.
- [3] Семенов Д.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2157-2162.
- [4] Введение в интегральную оптику / Под ред. М.Барноски. М.: Мир, 1977. 367 с.
- [5] Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1167-1171.
- [6] Neite B., Dotsch H. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62 (2). P. 648-652.