

01;06;07

Преобразование оптических мод в поглощающем магнитогиrotропном волноводе

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Филиал Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 28 марта 1996 г.)

Методом связанных волн исследуются особенности преобразования мод в поглощающем магнитогиrotропном волноводе. Показано, что поглощение приводит к дополнительному вкладу в связь как однонаправленных, так и ортогонально поляризованных мод. Выявлен новый волноводный режим модового преобразования, при котором отсутствует осцилляционный обмен энергией между модами. Показана возможность управления затуханием суммарного поля в волноводе за счет изменения ориентации намагниченности в волноводном слое.

Введение

В большинстве используемых планарных волноводов потери, связанные с оптическим поглощением в материале пленки, незначительны и, как правило, не учитываются при теоретическом анализе [1–3]. Однако в волноводах, выполненных на основе эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок, поглощение в ближнем ИК диапазоне составляет $\alpha \sim 1-10 \text{ см}^{-1}$, что не всегда можно считать малым [2,4]. В литературе главным образом исследуется влияние поглощения на собственные волноводные моды и практически отсутствует анализ особенностей преобразования мод в поглощающем волноводе. Так, на основе лучевого подхода в [5] получены модовые коэффициенты затухания, а в [6] исследуется волноводное распространение света с учетом поглощения в металлическом покрытии волновода. В [2,7] рассмотрены вклады от различных механизмов поглощения в коэффициенты затухания мод различных порядков. Затухание мод, связанное с переходом части энергии волноводной моды в излучательную, описывается в [8]. В [9] обсуждаются экспериментальные результаты модового преобразования в магнитогиrotропном волноводе с учетом комплексности постоянных распространения (ПР) мод. В [10] приводится точное решение и численный анализ задачи о волноводном распространении света в поглощающем поперечно намагниченном волноводе, для которого *TE*- и *TM*-моды являются собственными. В настоящей работе на основе метода связанных волн исследуются особенности преобразования мод в поглощающем планарном магнитогиrotропном волноводе для произвольной ориентации намагниченности в волноводном слое.

Соотношение ортогональности для поглощающего волновода

Важную роль для построения волноводных решений на основе метода связанных волн играют соотношения ортогональности мод. Найдем, какой вид они принимают

при наличии поглощения. Рассмотрим планарную волноводную структуру, состоящую из подложки, волноводного и покровного слоев. Направим ось *x* перпендикулярно границам раздела слоев. Плоскости $x = 0$ и $x = -L$ разделяют волноводный слой с покровным слоем и подложкой. Диэлектрическую проницаемость (ДП) покровного слоя ϵ_1 и подложки ϵ_2 считаем вещественными, а поглощающего волноводного слоя — комплексной величиной $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$. Магнитные проницаемости всех слоев для используемого оптического диапазона практически равны единице. Поле моды, распространяющейся вдоль оси *z* с комплексной ПР $\beta = \beta' - i\beta''$, пропорционально множителю $\exp(-i\beta z)$. Легко показать [3], что для двух различных волноводных мод, поля которых \mathbf{E}_i и \mathbf{H}_i , справедливо соотношение

$$\nabla \mathbf{b} \equiv \nabla (\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1) = 2k_0 \epsilon^* \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота излучения, c — скорость света в вакууме.

Разделяя вектор \mathbf{b} и оператор ∇ на поперечные и продольные составляющие, проинтегрируем (1) по поперечному сечению волновода

$$\int \left(\frac{\partial b_z}{\partial z} + \nabla_t \mathbf{b}_t \right) ds = 2k_0 \epsilon'' \int \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* ds, \quad (2)$$

где $ds = dx dy$, а $\nabla_t = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0)$, а интегрирование ведется по сечению волновода.

Заменяя интеграл по поверхности от второго слагаемого в левой части (2) на интеграл по контуру, охватывающему волновод, и учитывая экспоненциальное затухание поля волноводных мод при удалении от границ волноводного слоя, получаем

$$\int (\nabla_t \mathbf{b}_t) ds = \oint (\mathbf{b}_t \mathbf{e}_t) dl = 0, \quad (3)$$

где \mathbf{e}_t — единичный вектор, перпендикулярный контуру интегрирования.

С учетом (3) приходим к следующей системе уравнений для действительной и мнимой частей компоненты b_z :

$$\int \left[(\beta_2' - \beta_1') b_z' - (\beta_2'' + \beta_1'') b_z'' - 2k_0 \varepsilon'' \operatorname{Im}(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*) \right] ds = 0,$$

$$\int \left[(\beta_2' - \beta_1') b_z'' + (\beta_2'' + \beta_1'') b_z' + 2k_0 \varepsilon'' \operatorname{Re}(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*) \right] ds = 0. \quad (4)$$

Из полученных соотношений следует, что ортогональными, т.е. не взаимодействующими друг с другом, модами в поглощающем скалярном волноводе являются моды только с ортогональной поляризацией ($\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{E}_2$). Для этих мод справедливо соотношение ортогональности $\int b_z ds = 0$. Между различными модами одной поляризации соотношение ортогональности не выполняется и, следовательно, должна существовать связь, обусловленная поглощением волновода.

Уравнения связанных мод

Для дальнейшего анализа влияния поглощения на связь мод за невозмущенный следует принимать волновод без поглощения с ДП $\varepsilon = \varepsilon'$, а мнимую часть ДП волноводного слоя примем за возмущение $\Delta\varepsilon(\alpha) = -i\varepsilon''$, где $\varepsilon'' \approx \alpha\sqrt{\varepsilon'}/k_0$, α — поглощение материала. Если учитывать дихроизм TE - и TM -волн, то возмущенную часть ДП следует считать диагональным тензором с неодинаковыми диагональными компонентами, при этом поглощение будет различно для мод с различной поляризацией. В магнитогириротропном волноводе возмущение ДП определяется также ориентацией намагниченности [11]. Суммарное возмущение ДП в этом случае можно представить следующим образом:

$$\Delta\hat{\varepsilon}(\alpha, \mathbf{M}) = \Delta\hat{\varepsilon}(\alpha) + \Delta\hat{\varepsilon}(\mathbf{M}). \quad (5)$$

Считая излучательные моды отсутствующими, разложим компоненты электрического поля возмущенного волновода по полному набору мод невозмущенного волновода

$$E_j = \sum_{\nu} \left[A_{\nu}(z) \exp(-i\beta_{\nu}z) \pm B_{\nu}(z) \exp(i\beta_{\nu}z) \right] \mathcal{E}_j(x). \quad (6)$$

Здесь верхние знаки в квадратных скобках относятся к поперечным компонентам поля ($j = x, y$), а нижние — к продольным ($j = z$); $A_{\nu}(z)$ и $B_{\nu}(z)$ — амплитуда собственных прямой и обратной мод, распространяющихся в направлениях $\pm z$ и изменяющихся вдоль волновода в результате связи мод и возмущения их ПР; $\mathcal{E}_j(x)$ — профильные функции, определяющие распределение поля по толщине волновода. Связь встречных мод существенна в волноводах с периодически изменяющейся ДП [12]. В рассматриваемом здесь случае ограничимся анализом взаимодействия только прямых мод.

Представление поля в волноводе в виде (6) позволяет получить следующие уравнения для модовых амплитуд:

$$A'_{\mu} = -ik_0 \exp(i\beta_{\mu}z) \int (\Delta\hat{\varepsilon}\mathbf{E}) \mathbf{E}_{\mu} dx, \quad (7)$$

где штрих означает производную по координате z , интегрирование ведется по сечению волноводного слоя толщиной L .

Из полного набора мод максимальная связь реализуется между модами, обладающими наибольшим фазовым синхронизмом. Таких мод, как правило, две, и между ними осуществляется перекачка энергии в процессе их распространения в волноводе. Запишем для этих мод уравнения связи

$$A'_{\mu} = -i\Delta\beta_{\mu}A_{\mu} - i\gamma_{\mu\nu}A_{\nu} \exp[i(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z],$$

$$A'_{\nu} = -i\Delta\beta_{\nu}A_{\nu} - i\gamma_{\mu\nu}^*A_{\mu} \exp[-i(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z], \quad (8)$$

где коэффициент связи $\gamma_{\mu\nu} = k_0 \int \mathbf{E}_{\mu}^* \Delta\hat{\varepsilon} \mathbf{E}_{\nu} dx$.

Поправки к ПР TE - и TM -мод определяются следующим образом

$$\Delta\beta_{\nu}^E = k_0 \int \Delta\varepsilon_{yy} |\mathcal{E}_{\nu y}| dx,$$

$$\Delta\beta_{\nu}^M = k_0 \int \left[\Delta\varepsilon_{xx} |\mathcal{E}_{\nu x}| + \Delta\varepsilon_{zz} |\mathcal{E}_{\nu z}| + \mathcal{E}_{\nu x}^* \Delta\varepsilon_{xz} \mathcal{E}_{\nu z} + \mathcal{E}_{\nu z}^* \Delta\varepsilon_{zx} \mathcal{E}_{\nu x} \right] dx. \quad (9)$$

Решение уравнений (8) с граничными условиями $A_{\mu} = A_{\mu}(0)$, $A_{\nu} = 0$, взятыми при $z = 0$, имеют следующий вид:

$$A_{\mu}(z) = A_{\mu}(0) \left(\cos \chi_{\mu\nu} z - \frac{i\Delta\beta_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \sin \chi_{\mu\nu} z \right) \times \exp \left[i(\Delta\beta_{\mu\nu} - \Delta\beta_{\mu}) z \right],$$

$$A_{\nu}(z) = -iA_{\mu}(0) \frac{\gamma_{\mu\nu}^*}{\chi_{\mu\nu}} \sin \chi_{\mu\nu} z \exp \left[-i(\Delta\beta_{\mu\nu} + \Delta\beta_{\nu}) z \right],$$

$$2\Delta\beta_{\mu\nu} = \beta_{\mu} + \Delta\beta_{\mu} - \beta_{\nu} - \Delta\beta_{\nu}, \quad \chi_{\mu\nu}^2 = |\gamma_{\mu\nu}|^2 + \Delta\beta_{\mu\nu}^2. \quad (10)$$

Эффективность модового преобразования $\eta_{\mu\nu} = |A_{\nu}(z)/A_{\mu}(0)|^2$ с учетом (10) принимает вид

$$\eta_{\mu\nu} = \left| \frac{\gamma_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \sin \chi_{\mu\nu} z \right|^2 \exp \left[-(\beta_{\mu}'' + \beta_{\nu}'') z \right]. \quad (11)$$

Постоянная затухания и связь одинаково поляризованных мод

Постоянная затухания, определяющая затухание мод в волноводе, находится как мнимая часть возмущения ПР, а именно $\beta_{\nu}'' = -\operatorname{Im} \Delta\beta_{\nu}$. На рис. 1

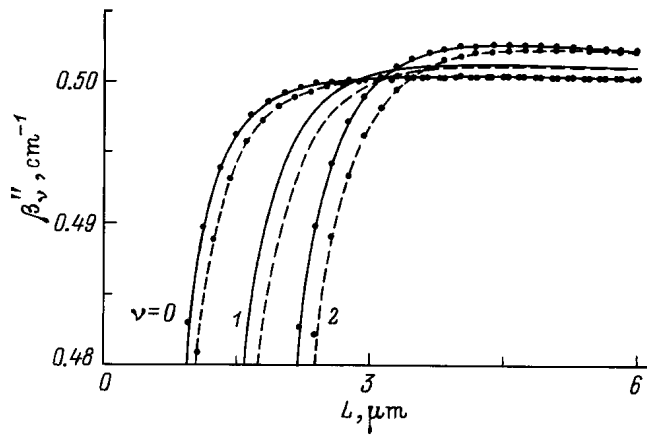


Рис. 1. Зависимость от толщины волновода L постоянной затухания β''_ν .

приведена зависимость от толщины волновода L постоянной затухания β''_ν для TE - (сплошная кривая) и для TM - (штриховая кривая) мод первых трех порядков $\nu = 0, 1, 2$. В расчетах здесь и далее используются параметры: $\varepsilon' = 4.5371$, $\varepsilon_2 = 3.8$, $\varepsilon_1 = 1$; длина волны излучения в вакууме $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$; параметра затухания $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$. Значками для мод нулевого и второго порядков на рисунке показаны решения, полученные численно из дисперсионных выражений, найденных в результате сшивки полей на границах раздела сред. Оба метода дают совпадающие величины для $\beta''_\nu(L)$, что говорит о хорошем приближении формализма связанных мод. Из рисунка видно, что в случае равенства мнимых частей диагональных компонент тензора ДП затухания TM -мод значительно отличается от затухания TE -мод только вблизи толщины отсечки, где справедливо соотношение

$$\frac{(\beta''_\nu)^E}{(\beta''_\nu)^M} \approx \left(\frac{C_\nu^E \varepsilon' k_0 q_\nu^E}{C_\mu^M \beta_\nu^M h_\nu^E} \right)^2 \frac{v_\nu^E}{v_\nu^M}, \quad (12)$$

где $C_\nu^{E,M}$ — нормировочные модовые коэффициенты, $q_\nu^E = (\beta_\nu^2 - k_0^2 \varepsilon_1)^{1/2}$, $q_\nu^M = q_\nu^E \varepsilon' / \varepsilon_1$, $h_\nu^{E,M} = (d_0^2 \varepsilon' - \beta_\nu^2)^{1/2}$, $v_\nu \equiv L + 2 \sin^2(h_\nu L) / q_\nu - \sin(2h_\nu L) / 2h_\nu$.

На рис. 2 приведена зависимость от поглощения α материала волноводного слоя постоянной затухания β''_ν нулевой ($\nu = 0$, кривые 1, 2) и первой ($\nu = 1$, кривые 3, 4) TE -мод для двух толщин волновода: $L = 1.5 \mu\text{m}$ (кривые 1, 3) и $L = 1 \mu\text{m}$ (кривые 2, 4). Анализ приведенных зависимостей показывает, что линейная зависимость $\beta''_\nu(\alpha)$ имеет наименьший наклон на толщине модовой отсечки $L_\nu = L_{\nu 0}$, при удалении от которой указанная зависимость асимптотически приближается к прямой $\beta''_\nu(\alpha) = \alpha/2$.

Коэффициенты связи одинаково поляризованных мод определяются выражениями

$$\begin{aligned} \gamma_{\mu\nu}^{EE} &= k_0 \int \Delta \varepsilon_{yy} \mathcal{E}_{\mu y}^* \mathcal{E}_{\nu y} dx, \\ \gamma_{\mu\nu}^{MM} &= k_0 \int \left[\mathcal{E}_{\mu x}^* (\Delta \varepsilon_{xx} \mathcal{E}_{\nu x} + \Delta \varepsilon_{xz} \mathcal{E}_{\nu z}) \right. \\ &\quad \left. + \mathcal{E}_{\mu z}^* (\Delta \varepsilon_{zz} \mathcal{E}_{\nu z} + \Delta \varepsilon_{zx} \mathcal{E}_{\nu x}) \right] dx. \end{aligned} \quad (13)$$

Из (5) следует, что в возмущение ДП входит компонента, зависящая от поглощения α и приводящая к связи одинаково поляризованных мод даже в скалярном волноводе, т. е. при отсутствии намагниченности. Это подтверждается полученными выше соотношениями ортогональности (4). При $\alpha \sim 1 - 10 \text{ cm}^{-1}$ величина $\Delta \varepsilon(\alpha)$ одного порядка с величиной квадратичного по намагниченности возмущения диагональных членов ДП в феррит-гранатовой пленке. Следовательно, вклад вносимый поглощением в связь одинаково поляризованных мод сравним со связью, обусловленной намагниченностью [11], однако большая фазовая расстройка мод различных порядков сильно ослабляет модовое взаимодействие. Возникающий в результате поглощения коэффициент связи мод имеет порядок $|\gamma_{\mu\nu}| \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ для $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$, тогда как фазовая расстройка $\Delta'_{\mu\nu} \sim 10^2 \text{ cm}^{-1}$. Для расстройки $\Delta'_{\mu\nu} \gg |\gamma_{\mu\nu}|$ эффективность преобразования мод $\eta_{\mu\nu} \leq |\gamma_{\mu\nu}| / \Delta'_{\mu\nu} \ll 1$. Поэтому в поглощающем волноводе, как и в прозрачном, в отсутствие иных (например, периодических) возмущений ДП одинаково поляризованные моды с различными ПР ($\beta_\mu \neq \beta_\nu$) можно считать невзаимодействующими, т. е. собственными модами волновода.

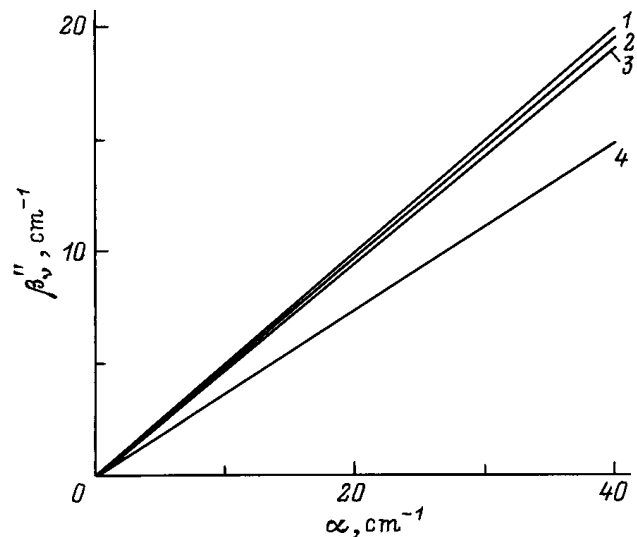


Рис. 2. Зависимость от поглощения α постоянной затухания β''_ν для двух различных толщин волновода.

Связь различно поляризованных мод

В поглощающем волноводе, как и в прозрачном, связь ортогонально поляризованных мод реализуется только при наличии недиагональных компонент у тензора ДП. В магнитогиротропном волноводе имеет место связь TE_μ - и TM_ν -мод с коэффициентом связи

$$\gamma_{\mu\nu} = k_0 \int \mathcal{E}_{\mu y}^* (\Delta \varepsilon_{yz} \mathcal{E}_{\nu z} + \Delta \varepsilon_{yx} \mathcal{E}_{\nu x}) dx. \quad (14)$$

Для нахождения входящих в (14) профильных функций следует учитывать возмущение ДП волноводного слоя и ПР мод, что приводит к зависимости коэффициента связи $\gamma_{\mu\nu}$ от поглощения. На рис. 3 приведена зависимость от толщины волноводного слоя коэффициента связи, обеспечивающего преобразование $TE_\mu \rightarrow TM_\nu$ -мод первых трех порядков ($\mu = \nu = 0, 1, 2$) при ориентации намагниченности вдоль оси x и параметре поглощения $\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$ (штриховые кривые соответствуют прозрачному волноводу, $\alpha = 0$). Видно, что разница величин $|\gamma_{\mu\nu}|$ для поглощающей и прозрачной пленок увеличивается с удалением от толщины отсечки, т.е. при увеличении толщины пленки. Связано это с тем, что при удалении от толщины отсечки локализация моды в пленке возрастает, в результате усиливается влияние поглощения на коэффициент связи, определяемый перекрытием профильных функций в слое с возмущенной ДП. Отклонение магнитного момента от нормали к фарадеевской ориентации приводит к существенному (более чем на два порядка) росту величины $|\gamma_{\mu\nu}|$, тогда как разность $|\gamma_{\mu\nu}(\alpha)| - |\gamma_{\mu\nu}(0)|$ изменяется незначительно, поэтому можно говорить о том, что влияние поглощения на связь мод, т.е. величина $(|\gamma_{\mu\nu}(\alpha)| - |\gamma_{\mu\nu}(0)|) / |\gamma_{\mu\nu}(0)|$, при этом падает. Здесь и далее для расчетов используется магнитогиротропный волновод с кристаллографической

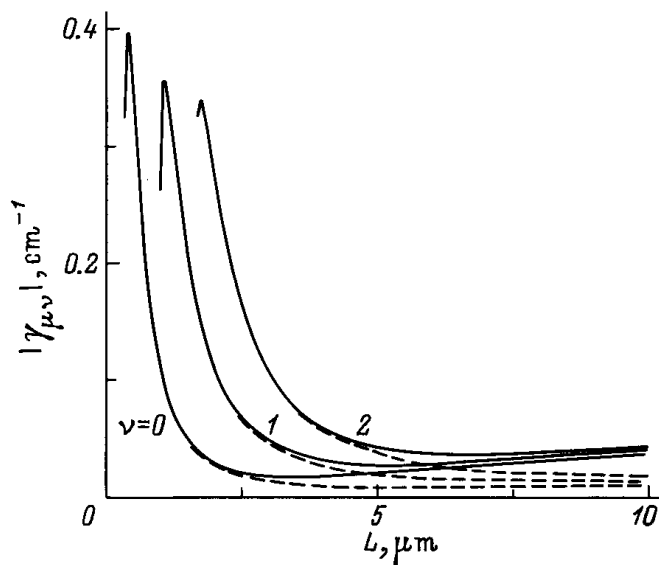


Рис. 3. Зависимость от толщины волноводного слоя коэффициента связи преобразования $TE_\mu \rightarrow TM_\nu$.

осью [111], нормальной поверхности пленки; линейные и квадратичные магнитооптические параметры соответственно равны: $f = 3.07 \cdot 10^{-4}$, $\Delta g = -0.73 \cdot 10^{-4}$, $g_{11} = 5.07 \cdot 10^{-4}$, $g_{44} = 2.4 \cdot 10^{-4}$.

Приведем выражение для эффективности модового преобразования (11) к виду

$$\eta_{\mu\nu} = \left| \frac{\gamma_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \right|^2 \left[\sin^2(\tau z \cos \psi) + \text{sh}^2(\tau z \sin \psi) \right] \times \exp[-(\beta_\mu'' + \beta_\nu'')z],$$

$$\tau = (\chi_{\mu\nu} \chi_{\mu\nu}^*)^{1/2}, \quad 2\Delta'_{\mu\nu} = \beta_\mu - \beta_\nu + \text{Re}(\Delta\beta_\mu - \Delta\beta_\nu),$$

$$2\Delta''_{\mu\nu} = \beta_\nu'' - \beta_\mu'',$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctg \left[2\Delta'_{\mu\nu} \Delta''_{\mu\nu} (\Delta'^2_{\mu\nu} + |\gamma_{\mu\nu}|^2 - \Delta''^2_{\mu\nu})^{-1} \right]. \quad (15)$$

Если для прозрачного волновода эффективность преобразования — периодическая функция, то для волновода с поглощением эффективность преобразования является убывающей осциллирующей функцией. При выполнении условия $|\Delta''_{\mu\nu}| \geq |\gamma_{\mu\nu}|$ при $\Delta'_{\mu\nu} \approx 0$ эффективность преобразования перестает быть осциллирующей функцией. Данный эффект аналогичен рассмотренному в системе связанных волноводов, сильно отличающихся по поглощению [13]. Анализ (15) показывает, что эффективность преобразования достигает максимальных значений на длинах волновода $z \approx \pi(1/2 + n)/(\tau \cos \psi)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) и минимальных — на длинах $z \approx \pi n/(\tau \cos \psi)$, где для не синхронизированных мод в отличие от прозрачного волновода интенсивность ν -й моды $I_\nu = |A_\nu(z)|^2$ не равна нулю

$$I_\nu^{(\min)} = \left| A_\mu(0) \frac{\gamma_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \right|^2 \text{sh}^2(\pi n \text{tg} \psi) \times \exp[-(\beta_\mu'' + \beta_\nu'')\pi n / \tau \cos \psi]. \quad (16)$$

Отсюда следует, что в поглощающем волноводе при $\psi \neq 0$ поляризация суммарного поля двух связанных мод при любой длине волновода оказывается отличной от поляризации поля вводимой моды. В случае полного фазового синхронизма ($\Delta'_{\mu\nu} = 0$) выражения для интенсивностей вводимой моды $I_\mu = |A_\mu(z)|^2$ и возбуждаемой I_ν принимают вид

$$I_\mu = |A_\mu(0)|^2 \left(\cos \chi_{\mu\nu} z + \frac{\Delta''_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \sin \chi_{\mu\nu} z \right)^2 \times \exp[-(\beta_\mu'' + \beta_\nu'')z],$$

$$I_\nu = |A_\mu(0)|^2 \left(\frac{|\gamma_{\mu\nu}|}{\chi_{\mu\nu}} \sin \chi_{\mu\nu} z \right)^2 \exp[-(\beta_\mu'' + \beta_\nu'')z], \quad (17)$$

где $\chi_{\mu\nu} = (|\gamma_{\mu\nu}|^2 - \Delta''^2_{\mu\nu})^{1/2}$.

Энергия ν -й моды на длине волновода $z = \pi n / \chi_{\mu\nu}$ оказывается равной нулю, энергия же вводимой μ -й моды на всем протяжении волновода не принимает нулевого значения. При выполнении условия $|\Delta''_{\mu\nu}| \ll |\gamma_{\mu\nu}|$ в минимумах на длине $z = \pi(1/2 + n) / \chi_{\mu\nu}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) интенсивность вводимой моды принимает значения

$$I_{\mu}^{(\min)} = |A_{\mu}(0)|^2 \left(\frac{\Delta''_{\mu\nu}}{\chi_{\mu\nu}} \right) \times \exp \left[-\pi \left(\frac{1}{2} + n \right) (\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu}) / \chi_{\mu\nu} \right]. \quad (18)$$

Для анализа связи мод целесообразно ввести величину $r_{\mu\nu}(z) = |A_{\nu}(z) / A_{\mu}(z)|^2$, характеризующую вклад каждой моды в интенсивность суммарного поля в волноводе. Вид функции $r_{\mu\nu}(z)$ во многом определяется разностью параметров затухания связанных мод $\Delta''_{\mu\nu}$. Для реальных волноводных структур поглощение мод различной поляризации может отличаться в несколько раз даже вдали от толщины отсечки [9]. Параметр $|\Delta''_{\mu\nu}|$ значительно увеличивается при использовании волноводов с покрытием из проводящего материала или волноводов, полученных методом протонного обмена [3,14].

На рис. 4 приведена зависимость $r_{\mu\nu}(z)$ для преобразования $TE_0 \rightarrow TM_0$ при различных значениях параметра $\Delta''_{\mu\nu}$ и толщины волновода $L = 3.6$ (a), 3.7 (b), $2.0 \mu\text{m}$ (c). Разность модовых параметров затухания принимает значения: $\Delta''_{\mu\nu} = -0.25, -0.125, 0, 0.125, 0.25 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 4, a, кривые 1–5), $\Delta''_{\mu\nu} = -0.25 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 4, b), $\Delta''_{\mu\nu} = -0.25, -0.5, -0.75, -1 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 4, c, кривые 1–4). При построении кривых на рис. 4, b учтена ростовая анизотропия феррит-гранатовой пленки добавлением к диагональной компоненте $\Delta\varepsilon_{xx}$ величины $1.2 \cdot 10^{-3}$ [11]. В результате данной анизотропии на толщине $L \approx 3.7 \mu\text{m}$ моды TE_0 и TM_0 оказываются полностью синхронизированными, т.е. $\Delta'_{00} = 0$. Из приведенных зависимостей следует, что если поглощение вводимой μ -й моды больше поглощения возбуждаемой ν -й моды, то максимумы и минимумы параметра $r_{\mu\nu}$ увеличиваются с длиной волновода. Это говорит о нарастании с расстоянием z вклада ν -й моды в поле, распространяющейся в волноводе. В случае отсутствия дихроизма значение максимумов $r_{\mu\nu}$ не изменяется, а минимумы принимают нулевое значение, при котором поле приобретает исходную поляризацию. Если же поглощение вводимой моды меньше поглощения возбуждаемой моды, то величина максимумов уменьшается при незначительном увеличении минимумов $r_{\mu\nu}$. В [9] при исследовании преобразования $TE_0 \rightarrow TM_0$ для $\Delta''_{\mu\nu} \approx 0.29 \text{ cm}^{-1}$ была получена зависимость $r_{\mu\nu}(z)$ с возрастающими максимумами. Однако наш анализ (рис. 4, a) показывает, что в этом случае должна иметь место убывающая с длиной волновода зависимость максимумов функции $r_{\mu\nu}(z)$. При полном фазовом синхронизме мод (рис. 4, b) и при условии $|\Delta''_{\mu\nu}| < |\gamma_{\mu\nu}|$ на

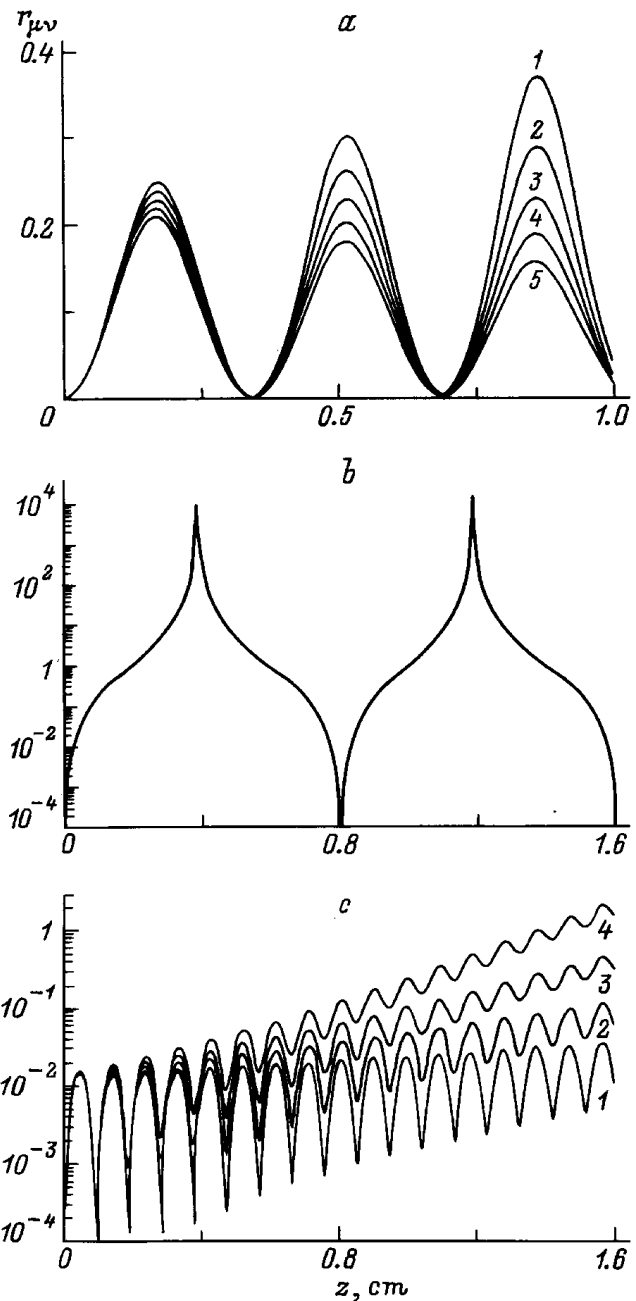


Рис. 4. Зависимость $r_{\mu\nu}(z)$ для преобразования $TE_0 \rightarrow TM_0$.

определенных длинах волновода интенсивность вводимой μ -й моды достигает минимума и функция $r_{\mu\nu}(z)$ приобретает очень большие значения. Поляризация суммарного поля в этом случае приближается к поляризации ν -й моды. Сильная модовая расстройка на толщине волновода $L = 2 \mu\text{m}$ (рис. 4, c) учащает максимумы и резко уменьшает их значение. При этом в случае $\beta''_{\mu} > \beta''_{\nu}$ с увеличением разности параметров затухания вводимой и возбуждаемой мод $|\Delta''_{\mu\nu}|$ вклад возбуждаемой моды в суммарную интенсивность увеличивается, нарастая с длиной волновода z .

Режим неосциллирующего межмодового взаимодействия

При фазовом синхронизме ($\Delta'_{\mu\nu} = 0$) и достаточно большой разности параметров затухания связанных мод $|\beta''_{\mu} - \beta''_{\nu}| \geq 2|\gamma_{\mu\nu}|$ тригонометрические функции в (16) переходят в гиперболические. В результате будет отсутствовать периодический обмен энергией между модами при распространении в волноводе, имеющей место для прозрачного волновода или в случае малого отличия между модовыми параметрами затухания. При этом интенсивность возбуждаемой ν -й моды $I_{\nu} = |A_{\nu}(z)|^2$ имеет один максимум на длине волновода

$$z_1 = \frac{1}{2\sigma_{\mu\nu}} \ln \left(\frac{\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu} + 2\sigma_{\mu\nu}}{\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu} - 2\sigma_{\mu\nu}} \right), \quad (19)$$

а интенсивность вводимой μ -й моды I_{μ} имеет один минимум и один максимум соответственно на длинах

$$z_2 = \frac{1}{2\sigma_{\mu\nu}} \ln \left(\frac{\delta_{\mu\nu}^-}{\delta_{\mu\nu}^+} \right),$$

$$z_3 = \frac{1}{2\sigma_{\mu\nu}} \ln \left(\frac{(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu} + 2\sigma_{\mu\nu})\delta_{\mu\nu}^-}{(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu} - 2\sigma_{\mu\nu})\delta_{\mu\nu}^+} \right), \quad (20)$$

где $\sigma_{\mu\nu} = (\Delta''_{\mu\nu} - |\gamma_{\mu\nu}|^2)^{1/2}$, $\delta_{\mu\nu}^{\pm} = \Delta''_{\mu\nu} \pm \sigma_{\mu\nu}$.

Существенным является то, что в результате взаимодействия мод изменяется их затухание, которое определяется для области волновода $z > z_3$ величиной

$$\tilde{\alpha}_{\mu,\nu} = 2(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu} \pm \sigma_{\mu\nu}). \quad (21)$$

Это позволяет регулировать в известных пределах модовое затухание $\tilde{\alpha}_{\mu,\nu}$ варьированием коэффициента связи. Кроме того, изменением коэффициента связи можно регулировать суммарную интенсивность $I_{\mu} + I_{\nu}$ на выходе волновода, что исключено для связи одинаково поглощаемых мод. Приведенные результаты справедливы также для малой фазовой расстройки $2\Delta'_{\mu\nu} < |\gamma_{\mu\nu}|$. При условии $\Delta'_{\mu\nu} = 0$ и $\Delta''_{\mu\nu} = |\gamma_{\mu\nu}|$ выражения для интенсивности мод принимают вид

$$I_{\mu} = I_0 (z\Delta''_{\mu\nu} + 1)^2 \exp \left[-(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu})z \right],$$

$$I_{\nu} = I_0 (z\Delta''_{\mu\nu})^2 \exp \left[-(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu})z \right], \quad (22)$$

где $I_0 = |A_{\mu}(0)|^2$, а максимумы интенсивности ν -й, μ -й мод и минимум μ -й моды реализуются соответственно на длинах

$$z_1 = 2/(\beta''_{\mu} + \beta''_{\nu}), \quad z_3 = 2\beta''_{\mu}/(\beta''_{\mu}^2 - \beta''_{\nu}^2),$$

$$z_2 = 1/(\beta''_{\mu} - \beta''_{\nu}).$$

Если вводимая μ -я мода затухает слабее возбуждаемой, то ее интенсивность не имеет экстремальных значений и монотонно убывает.

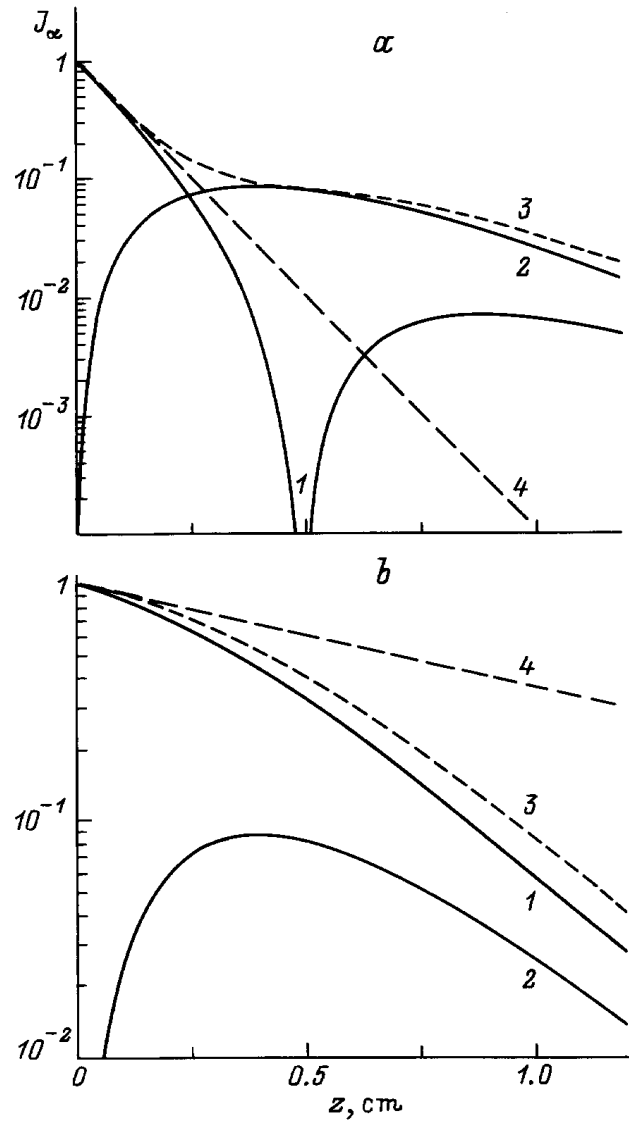


Рис. 5. Зависимость от длины волновода z относительной интенсивности J_{μ} , J_{ν} , $J_{\mu} + J_{\nu}$ и $J_{\mu} = \exp(2\beta''_{\mu}z)$ ($\gamma_{\mu\nu} = 0$).

Как следует из анализа приведенных соотношений, при отсутствии межмодовой связи возможности управления затуханием энергии в волноводе тем значительнее, чем сильнее различаются коэффициенты поглощения мод. Для количественной оценки описанного эффекта рассмотрим преобразование типа $TM_1 \leftrightarrow TE_1$ в магнитогиrotропном волноводе, представляющем собой феррит-гранатовую пленку на гадолиний-галлиевой подложке, с покрывным слоем из проводящего материала. Проводящий слой влияет главным образом на поглощение мод, сильно усиливая дихроизм ($\beta''_M = -4.5 \text{ cm}^{-1}$ и $\beta''_E = -0.5 \text{ cm}^{-1}$), и практически не влияет на остальные параметры мод [14]. Для расчетов использовалась толщина пленки $L = 6.8 \mu\text{m}$, при которой в рассматриваемом волноводе синхронизированы ($\Delta'_{\mu\nu} \approx 0$) TE_1 - и TM_1 -моды. На рис. 5 для преобразования $TM_1 \rightarrow TE_1$

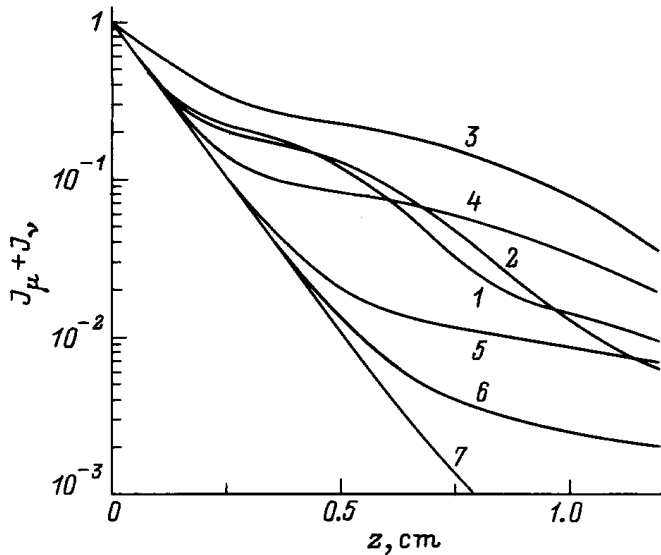


Рис. 6. Зависимость от длины волновода суммарной относительной интенсивности связанных мод для преобразования $TM_1 \rightarrow TE_1$.

(а) и $TE_1 \rightarrow TM_1$ (b) приведена зависимость от длины волновода z относительной (нормированной на I_0 — интенсивность вводимой моды при $z = 0$) интенсивности вводимой моды $J_\mu(z) - I_\mu(z)/I_0$ (кривые 1), возбуждаемой моды $J_\nu(z)$ (кривые 2), суммарной интенсивности $J_\mu(z) + J_\nu(z)$ (кривые 3) и интенсивности вводимой моды при отсутствии связи $J_\mu(z) = \exp(-2\beta''_\mu z)$ ($\gamma_{\mu\nu} = 0$, кривые 4). Намагниченность лежит в плоскости пленки под углом $\varphi = 59^\circ$ к оси z , при котором выполняется условие модового синхронизма ($\Delta'_{\mu\nu} \approx 0$) и справедливо равенство $\Delta''_{\mu\nu} = |\gamma_{\mu\nu}|$. Из приведенных на рис. 5, а зависимостей следует, что интенсивность вводимой сильно поглощаемой модой, прошедшей минимальное значение $J_\mu(z_2)$, в дальнейшем затухает значительно медленнее, чем интенсивность собственной μ -й моды. Если вводимая мода поглощается слабее возбуждаемой (рис. 5, б), то модовая связь усиливает ее затухание. При этом суммарная интенсивность в первом случае оказывается больше, а во втором — меньше интенсивности невзаимодействующей моды.

При отклонении намагниченности от угла $\varphi = 59^\circ$ фазовый синхронизм нарушается незначительно ($\Delta'_{\mu\nu} = -2.13 \text{ см}^{-1}$ для $\varphi = 0$ и $\Delta'_{\mu\nu} = 0.8 \text{ см}^{-1}$ для $\varphi = 90^\circ$) и характер модового взаимодействия в этом случае определяется главным образом соотношением коэффициента связи и разности параметров затухания $\Delta''_{\mu\nu}$. Меняя коэффициент связи за счет поворота магнитного момента пленки, можно эффективно изменять распространяемую в волноводе суммарную энергию. На рис. 6 показана зависимость от длины волновода суммарной относительной интенсивности мод для преобразования $TM_1 \rightarrow TE_1$ при различной

ориентации магнитного момента в плоскости пленки: $\varphi = 0, 30, 50, 59, 80, 85, 90^\circ$ соответственно для кривых 1–7. В условиях, близких к фазовому синхронизму связанных мод, наиболее эффективное управление переносимой в волноводе энергией возможно, если коэффициент связи $|\gamma_{\mu\nu}|$ меньше величины $|\Delta''_{\mu\nu}|$ (кривые 4–7) либо незначительно ее превосходит (кривая 3). При дальнейшем увеличении коэффициента связи (кривые 1, 2) возможности управления энергией волновода посредством изменения величины $|\gamma_{\mu\nu}|$ сильно снижаются и в предельном случае $|\gamma_{\mu\nu}| \gg |\Delta''_{\mu\nu}|$ полностью исчезают, так как энергия двух синхронизированных мод при этом затухает по закону $\exp[-(\beta''_\mu + \beta''_\nu)z]$, определяясь только мнимыми частями ПР мод. Для больших коэффициентов связи ($|\gamma_{\mu\nu}| \gg |\Delta''_{\mu\nu}|$) изменение затухания полной энергии возможно только значительным увеличением фазовой расстройки $\Delta'_{\mu\nu}$, тогда взаимодействие мод нарушается и переносимая волноводом энергия, оказавшись практически полностью состоящей из энергии вводимой μ -й моды, будет затухать по закону $\exp[-2\beta''_\mu z]$.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что поглощение в магнитогиrotропных волноводах оказывает влияние на взаимодействие как одинаково, так и ортогонально поляризованных мод, внося дополнительный вклад в межмодовую связь и при выполнении определенных условий изменяя ее характер. Так, для взаимодействующих мод с достаточно сильно отличающимися параметрами затухания в условиях, близких к фазовому синхронизму, исчезает осцилляционный обмен энергией между модами, а затухание самих мод оказывается зависящим от коэффициента связи. При этом становится возможным эффективное управление затуханием поля в волноводе. Описанный эффект может быть использован для создания амплитудных модуляторов излучения на основе поглощающих планарных волнопроводов.

Список литературы

- [1] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [2] Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33–72.
- [3] Семенцов Д.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2157–2162.
- [4] Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
- [5] Адамсон П.В. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 5. С. 1172–1174.
- [6] Reisinger A. // Appl. Optics. 1973. Vol. 12. N 5. P. 1015–1025.
- [7] Стинсер Э.П., Агеев А.Н., Миронов С.А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 17. С. 913–916.
- [8] Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
- [9] Hepner G., Castera J.P., Desormiere B. // Physica 89D. 1977. P. 264–266.
- [10] Семенцов Д.И., Шутый А.М. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. Вып. 2.

- [11] Семенов Д.И., Шутый А.М., Иванов О.В. // РИЭ. 1996. Т. 41. № 3. С. 1–8.
- [12] Семенов Д.И. // Изв. вузов. Физика. 1993. № 2. С. 94–101.
- [13] Адамсон П.В. // Опт. и спектр. 1990. Т. 69. Вып. 2. С. 453–457.
- [14] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.