

07

Поляризационное переключение при попутном четырехволновом взаимодействии световых волн в двулучепреломляющих волокнах

© С.А. Подошведов

Челябинский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 16 октября 1996 г.

В окончательной редакции 14 мая 1997 г.

Графически решена система уравнений, описывающая попутное взаимодействие четырех волн в двулучепреломляющем волокне. Предложено использовать данный тип взаимодействия для поляризационного переключения.

Четырехволновое встречное смешение невырожденных по частоте, но с совпадающими поляризациями световых волн было рассмотрено в работе [1], где был предсказан эффект оптического переключения мощностей. В настоящей работе приводится анализ попутного взаимодействия не вырожденных как по частоте, так и по поляризации четырех волн в двулучепреломляющих волокнах. Решение данного вопроса дает возможность использовать попутное четырехволновое смешение в двулучепреломляющем волокне в целях поляризационного переключения. При поляризационном переключении состояние поляризации на выходе из волокна одной световой волны, участвующей во взаимодействии, резко меняется при небольшом изменении начального поляризационного состояния другой волны. Как показывает анализ, эффект поляризационного переключения при четырехволновом попутном смешении возможен на любой длине волны.

В двулучепреломляющем волокне эллиптически поляризованная волна распадется на две линейно поляризованные волны. Поэтому суммарное электрическое поле двух начально эллиптически поляризо-

ванных волн с частотами ω_1 и ω_2 можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{x} \sum_{i=1}^2 E_{ix}(z) F_{ix}(x, y) \exp(-i(\omega_i t - k_{ix} z)) + \mathbf{y} \sum_{i=1}^2 E_{iy}(z) F_{iy}(x, y) \exp(-i(\omega_i t - k_{iy} z)) \right), \quad (1)$$

где $F_i(x, y)$ — пространственное распределение поля по сечению световода, $k_i = (n_i \omega_i)/c$, n_i — эффективные показатели преломления для соответствующих мод световода, \mathbf{x} — медленная ось, а \mathbf{y} — быстрая ось волокна. Эволюция амплитуд E_i подчиняется системе четырех связанных уравнений, которые в параксиальном приближении имеют вид

$$\frac{dE_{1x}}{dz} = iR \frac{2}{3} f_{1234} E_{2x}^* E_{1y} E_{2y} e^{-i\Delta k z} + iR E_{1x} \left(f_{11} |E_{1x}|^2 + 2f_{12} |E_{2x}|^2 + \frac{2}{3} f_{13} |E_{1y}|^2 + \frac{2}{3} f_{14} |E_{2y}|^2 \right), \quad (2a)$$

$$\frac{dE_{2x}}{dz} = iR \frac{2\lambda_1}{3\lambda_2} f_{2134} E_{1x}^* E_{1y} E_{2y} e^{-i\Delta k z} + iR E_{2x} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left(2f_{21} |E_{1x}|^2 + f_{22} |E_{2x}|^2 + \frac{2}{3} f_{13} |E_{1y}|^2 + \frac{2}{3} f_{14} |E_{2y}|^2 \right), \quad (2б)$$

$$\frac{dE_{1y}}{dz} = iR \frac{2}{3} f_{3412} E_{2y}^* E_{1x} E_{2x} e^{i\Delta k z} + iR E_{1y} \left(\frac{2}{3} f_{31} |E_{1x}|^2 + \frac{2}{3} f_{32} |E_{2x}|^2 + f_{33} |E_{1y}|^2 + 2f_{34} |E_{2y}|^2 \right), \quad (2в)$$

$$\frac{dE_{2y}}{dz} = iR \frac{2\lambda_1}{3\lambda_2} f_{4312} E_{1y}^* E_{1x} E_{2x} e^{i\Delta k z} + iR E_{2y} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left(\frac{2}{3} f_{41} |E_{1x}|^2 + \frac{2}{3} f_{42} |E_{2x}|^2 + 2f_{43} |E_{1y}|^2 + f_{44} |E_{2y}|^2 \right). \quad (2г)$$

Здесь введены следующие обозначения: $R = (\pi n_2)/\lambda_1$ (n_2 — нелинейный показатель преломления), $\Delta k = k_{1x} - k_{1y} + k_{2x} - k_{2y}$ — расстройка волновых векторов, $f_{ijkl} = (\langle F_i^* F_j^* F_k F_l \rangle) / (\langle |F_i|^2 \rangle \times \langle |F_j|^2 \rangle \langle |F_k|^2 \rangle \langle |F_l|^2 \rangle)^{1/2}$ — интеграл перекрытия (скобки означают

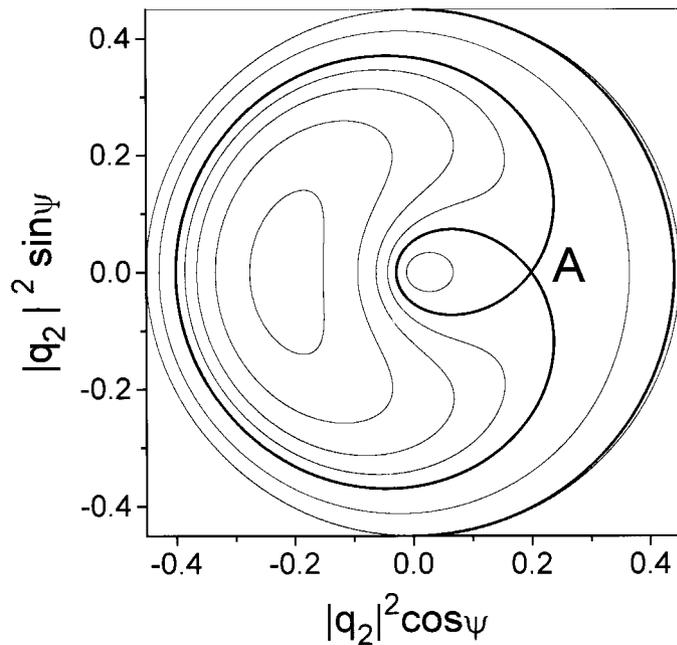


Рис. 1. Фазовый портрет системы (3) при $k = 0.1$.

усреднение по поперечному сечению волокна). Считалось, что $\chi_{xyxx}^{(3)} = \chi_{xyyy}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{xxxx}^{(3)}/3 = \chi_{yyyy}^{(3)}/3$. Уравнения (2) являются наиболее общими; они содержат члены, ответственные за эффекты само и кроссфазовой модуляции, а также за энергообмен. В дальнейшем для упрощения формул будем считать, что все интегралы перекрытия приблизительно одинаковы, т. е. $f_{ijkl} \simeq f_{ij} \simeq 1/A_{\text{эфф}}$, где $A_{\text{эфф}}$ — эффективная площадь моды. Тогда $R = (\pi n_2)/(\lambda_1 A_{\text{эфф}})$. Система уравнений (2) допускает существование следующих сохраняющихся величин (интегралов движения): $|E_{1x}|^2 - (\lambda_2/\lambda_1)|E_{2x}|^2 = D_1$, $|E_{1y}|^2 - (\lambda_2/\lambda_1)|E_{2y}|^2 = D_2$ и $|E_{1x}|^2 + (\lambda_2/\lambda_1)|E_{2x}|^2 + |E_{1y}|^2 + (\lambda_2/\lambda_1)|E_{2y}|^2 = P$. После замены переменных $E_{1x} = q\sqrt{P}$, $E_{2x} = q_2\sqrt{(\lambda_1 P)/\lambda_2}$, $E_{1y} = q_3\sqrt{P}$ и $E_{2y} = q_4\sqrt{(\lambda_1 P)/\lambda_2}$ систему уравнений (2) можно преобразовать

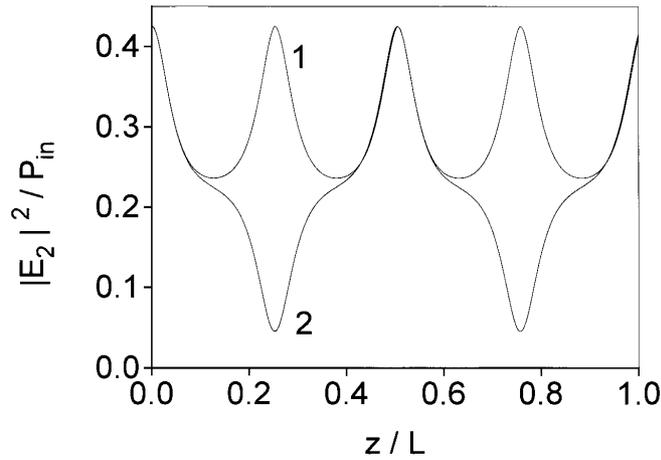


Рис. 2. Относительная мощность световой волны с частотой ω_2 и поляризацией, направленной вдоль медленной оси x ($|E(s)_{2x}|^2/P_{in}$), как функция расстояния $s = z/L$ (L — длина волокна). Кривые 1 и 2 соответствуют случаям, когда начальные точки на фазовом портрете лежат вне и внутри сепаратрисы ($L/L_{nl} = 50$).

к системе из двух дифференциальных уравнений для вещественных величин: $\eta(s) = |q_1|^2$ и $\psi(s) = \varphi_{1x} + \varphi_{2x} - \varphi_{1y} - \varphi_{2y} + ks$. Новая система имеет вид $\partial\psi/\partial s = \partial H/\partial\eta$, $\partial\eta/\partial s = -\partial H/\partial\psi$, где H — гамильтониан:

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{2}{3} \cos \psi \sqrt{\eta} \sqrt{\eta - d_1} \sqrt{1 + d_1 + d_2 - 2\eta} \sqrt{1 + d_1 - d_2 - 2\eta} \\
 & + \frac{\eta^2}{3} \left(4 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) + \left(-\frac{d_1}{3} \left(8 + \frac{3\lambda_1}{2\lambda_2} + \frac{\lambda_2}{2\lambda_1} \right) \right. \\
 & \left. + \frac{d_2}{6} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) - \frac{1}{3} \left(4 + \frac{\lambda_1}{2\lambda_2} + \frac{\lambda_2}{2\lambda_1} \right) + k \right) \eta. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Здесь $d_1 = D_1/P$, $d_2 = D_2/P$, $s = z\rho$, $\rho = 1/L_{нл} = (RP\lambda_1)/\lambda_2$, $k = \Delta k/\rho$; $|q_2|^2$, $|q_3|^2$, $|q_4|^2$ выражаются через η : $|q_2|^2 = \eta - d_1$, $|q_3|^2 = (1 + d_1 + d_2 - 2\eta)/2$, $|q_4|^2 = (1 + d_1 - d_2 - 2\eta)/2$. Для анализа системы (3) возьмем следующие значения: $\lambda_1 = 1.06\mu\text{m}$,

$\lambda_2 = 0.9 \mu\text{m}$, $d_1 = d_2 = 0.05$. При данных значениях на рис. 1 показано графическое решение системы (3) ($H = \text{const}$) для $|q_2|^2$ при $k = 0.1$. Устойчивые собственные моды являются центрами на фазовой плоскости, а неустойчивая собственная мода является точкой типа неустойчивого седла (обозначена буквой А), которая дает начало двухлетней сепаратрисе (собственные моды определяются из условия: $\partial H / \partial \eta_{(\eta_e, \psi_e)} = \partial H / \partial \psi_{(\eta_e, \psi_e)} = 0$, [1,2]). Кроме двухпетлевой сепаратрисы существует простая сепаратриса (все сепаратрисы выделены более толстыми линиями) с началом в точке $\eta = 0.45$, $\psi = (3\pi)/2$ и концом в точке $\eta = 0.45$, $\psi = \pi/2$. Рассмотрим возможность проявления эффекта поляризационного переключения. На рис. 2 представлена зависимость $E_{2x}(s)|^2 / P_{in}$, ($P_{in} = |E_{1x}(s=0)|^2 + |E_{2x}(s=0)|^2 + |E_{1y}(s=0)|^2 + |E_{2y}(s=0)|^2$, $P_{in} \neq \text{const}$) как функция $s = z/L$ (L — длина волокна). Кривая 1 соответствует случаю, когда конечное состояние поляризации световой волны с частотой ω_2 остается неизменным (длину волокна считаем равной периоду осцилляций кривой 1). Как видно из рис. 2, "небольшое" изменение состояния поляризации световой волны с длиной волны λ_1 (изменение мощности x и y мод волны накачки порядка сотых долей процента от полной мощности) ведет к резкому усилению световой волны с длиной волны λ_2 , поляризованной вдоль быстрой оси (E_{2y}) на выходе из волокна (кривая 2). Причем отношение $|q_{2\text{max}}|^2$ кривой 1 к $|q_{2\text{min}}|^2$ кривой 2 равно 9.43 при почти одинаковых граничных условиях.

Список литературы

- [1] Подошведов С.А. // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. В. 6.
 [2] Trillo S., Wabnitz S. // Opt. Letters. 1992. V. 17. N 22. P. 1572.