

©

УДК 535.36

АХРАМЕНКО И. Н., СЕМЧЕНКО И. В., СЕРДЮКОВ А. Н.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОГЛОЩАЮЩЕМ ЕСТЕСТВЕННО ГИРОТРОПНОМ КРИСТАЛЛЕ С ИНДУЦИРОВАННОЙ ОДНООСНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Рассмотрено распространение пробного электромагнитного сигнала в поле интенсивных световых волн, формирующих в естественно гиротропном кристалле с керровской нелинейностью одноосную нестационарную анизотропию диэлектрической проницаемости. Изучено влияние поглощения кристалла на селективное усиление и вращение плоскости поляризации зондирующего сигнала. Показано, что при образовании в среде указанной структуры в области селективного усиления может проявляться эффект подавления поглощения, обусловленный поляризационными свойствами возбуждаемой в кристалле волны.

В работе [1] рассмотрено формирование в естественно гиротропном кристалле одноосной нестационарной анизотропии диэлектрической проницаемости под действием двух интенсивных световых волн

$$\mathcal{E}_{1,2} = \mathcal{E}_0 \mathbf{n}_{\pm} \exp\{i[K_{1,2}(\Omega_{1,2})z - \Omega_{1,2}t]\} \quad (1)$$

с одинаковыми амплитудами  $\mathcal{E}_0$ , различными частотами  $\Omega_{1,2}$  и противоположными круговыми поляризациями  $\mathbf{n}_{\pm} = (\mathbf{a} \pm i\mathbf{b})/\sqrt{2}$ . Частоты волн (1) подобраны таким образом, что их волновые числа совпадают:  $K_1(\Omega_1) = K_2(\Omega_2)$ . В этом случае вклад естественной гиротропии кристалла в волновые числа  $K_1$  и  $K_2$  компенсируется частотной расстройкой волн (1). Воздействие этих волн на оптические свойства кристалла при наличии керровского механизма нелинейности может привести к формированию в кристалле пространственно однородной нестационарной анизотропии. При этом индуцированная ось тензора диэлектрической проницаемости вращается с постоянной угловой скоростью вокруг направления распространения модулирующих волн. В [1] проанализирована возможность селективного усиления в такой среде пробного электромагнитного сигнала, частота и направление вращения вектора поляризации которого совпадают с частотой и направлением вращения индуцированной структуры. В указанной работе не учитывалось поглощение кристалла, что оправдано для тонких образцов, а также в том случае, когда полосы поглощения кристалла далеки от рассматриваемых частот пробного сигнала. Однако существенная модуляция диэлектрической проницаемости возможна именно в резонансном случае, когда частота пробного сигнала близка к собственным частотам кристалла. Поэтому при использовании достаточно толстых образцов и кристаллов с резонансными частотами, близкими к области селективного усиления, необходим учет поглощения среды, которое приводит к наличию мнимой части в тензоре диэлектрической проницаемости [1]

$$\epsilon(t) = U(t)\epsilon U^{-1}(t), \quad (2)$$

описывающем индуцированную анизотропию. Здесь  $\epsilon = \epsilon_0 - 2\Delta\epsilon \mathbf{a} \cdot \mathbf{a}$  — мгновенный одноосный тензор диэлектрической проницаемости,  $\Delta\epsilon = -2\theta\mathcal{E}_0^2$ ,  $\theta = \theta' + i\theta''$  — комплексный электрооптический коэффициент,  $\Delta\epsilon' = \text{Re } \Delta\epsilon = -2\theta'\mathcal{E}_0^2$ ,  $\Delta\epsilon'' = \text{Im } \Delta\epsilon = -2\theta''\mathcal{E}_0^2$  — действительная и мнимая части индуцированной анизотропии диэлектрической проницаемости,  $U(t) =$

$=\exp(-\Delta\Omega t c^\times)$  — матрица поворота на угол  $\varphi = -\Delta\Omega t$  вокруг оси  $z$  (единичного вектора  $e$ ),  $\Delta\Omega = (\Omega_2 - \Omega_1)/2$ , векторы  $a$ ,  $b$ ,  $e$  образуют правую тройку, точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение,  $c^\times$  — полностью антисимметричный тензор, дуальный вектору  $e$ .

Решение граничной задачи для пробного сигнала показывает, что слабая электромагнитная волна с частотой  $\omega_0 \approx \Delta\Omega$ , направление вращения вектора  $E$  которой противоположно направлению вращения индуцированной оси тензора диэлектрической проницаемости  $a(t) = U(t)a$ , испытывает лишь отражение от границ кристалла, не взаимодействуя с интенсивными волнами (1). В случае же, когда вектор  $E$  падающей циркулярно поляризованной волны

$$E_e = E_0 n_- \exp \left[ i \left( \frac{\omega_0}{c} z - \omega_0 t \right) \right], \quad (3)$$

вращается в том же направлении, что и вектор  $a(t)$ , в среде возбуждаются две собственные моды электромагнитного поля

$$E = \sum_{i=1}^2 A_i \{ n_- e^{-i\omega_0 t} + \xi_i(\omega_0 - \Delta\Omega) n_+ e^{-i(\omega_0 - 2\Delta\Omega)t} \} \exp [ i k_i(\omega_0 - \Delta\Omega) z ]. \quad (4)$$

Здесь

$$k_{1,2}(\omega) = \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\omega_2^2}{c^2} \bar{\epsilon}(\omega_2) + \frac{\omega_1^2}{c^2} \bar{\epsilon}(\omega_1) \right] \pm \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{\omega_2^2}{c^2} \bar{\epsilon}(\omega_2) - \frac{\omega_1^2}{c^2} \bar{\epsilon}(\omega_1) \right)^2 + \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{c^4} \Delta\epsilon(\omega_1) \Delta\epsilon(\omega_2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (5)$$

— волновые числа, а

$$\xi_{1,2}(\omega) = \frac{\Delta\epsilon(\omega_1) \omega_2^2}{\bar{\epsilon}(\omega_2) \omega_2^2 - k_{1,2}^2(\omega) c^2} \quad (6)$$

— эллиптичности собственных мод электромагнитного поля,  $\bar{\epsilon} = \epsilon_0 - \Delta\epsilon$ ,  $\omega_{1,2} = \omega \pm \Delta\Omega$ . Из условия непрерывности тангенциальных составляющих векторов  $E$  и  $H$  на границе кристалла можно определить амплитуды собственных мод (4)

$$A_1 = \Delta^{-1} \xi_2(\beta) E_0, \quad (7)$$

$$A_2 = \Delta^{-1} \xi_1(\beta) E_0 \exp [ i \Delta k(\beta) d ], \quad (8)$$

а также амплитуды прошедшей

$$E_t = E_0 n_- \exp \left[ i \left( \frac{\omega_0}{c} z - \omega_0 t \right) \right] \quad (9)$$

и отраженной

$$E_r = E_0 n_- \exp \left[ -i \frac{2\Delta\Omega - \omega_0}{c} z - i(2\Delta\Omega - \omega_0) t \right] \quad (10)$$

волн:

$$E_{0t} = \Delta^{-1} E_0 (\xi_2(\beta) - \xi_1(\beta)) \exp \{ i [ k_1(\beta) - \omega_0/c ] d \}, \quad (11)$$

$$E_{0r}^* = \Delta^{-1} E_0 \xi_2(\beta) \xi_1(\beta) \{ 1 - \exp [ i \Delta k(\beta) d ] \}, \quad (12)$$

где  $\beta = \omega_0 - \Delta\Omega$ ,  $\Delta k(\beta) = k_1(\beta) - k_2(\beta)$ ,  $\Delta = \xi_2(\beta) - \xi_1(\beta) \exp [ i \Delta k(\beta) d ]$ , звездочка означает комплексное сопряжение.

Полученные решения позволяют рассчитать коэффициенты отражения  $R = E_{0r} E_{0r}^* / E_0^2$  и прохождения  $T = E_{0t} E_{0t}^* / E_0^2$  пробной волны (3), а также мощность источников ее энергии  $Q = R + T - 1$  с учетом поглощения кристалла. На рис. 1 представлены графики зависимости  $R$ ,  $T$ ,  $Q$  от частотной расстройки  $\beta$  для различных значений толщины кристалла и анизотропии поглощения. Расчет произведен при  $\bar{\Omega} = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\Delta\Omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\Delta\epsilon' = 10^{-2}$ ,  $\bar{\epsilon} = 1,01 + i0,1$ . Характерной особенностью приведенных кривых является смещение их максимумов относительно  $\beta = 0$ , зависящее от знака и величины  $\Delta\epsilon''$ , асимметрия по частоте, а также умень-

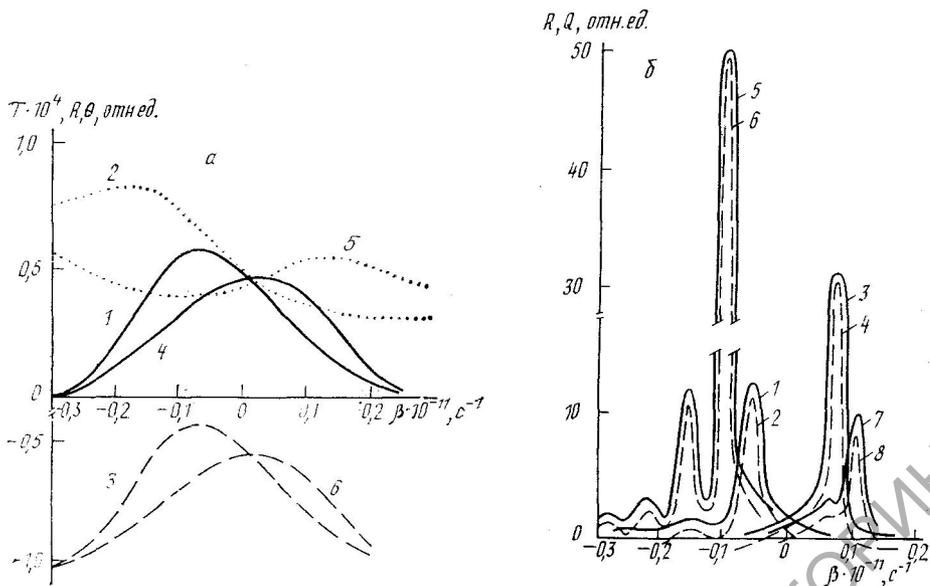


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и мощности источников

а: 1, 4 —  $R(\beta)$ ; 2, 5 —  $T(\beta)$ ; 3, 6 —  $Q(\beta)$  при  $d=3$  см; б: 1, 3, 5, 7 —  $R(\beta)$ , 2, 4, 6, 8 —  $Q(\beta)$  при  $d=9$  см (1-4),  $d=15$  см (5-8). 1-3 (а), 1, 2, 5, 6 (б) при  $\Delta\epsilon''=10^{-2}$ , 4-6 (а), 3, 4, 7, 8 (б) при  $\Delta\epsilon''=-10^{-2}$

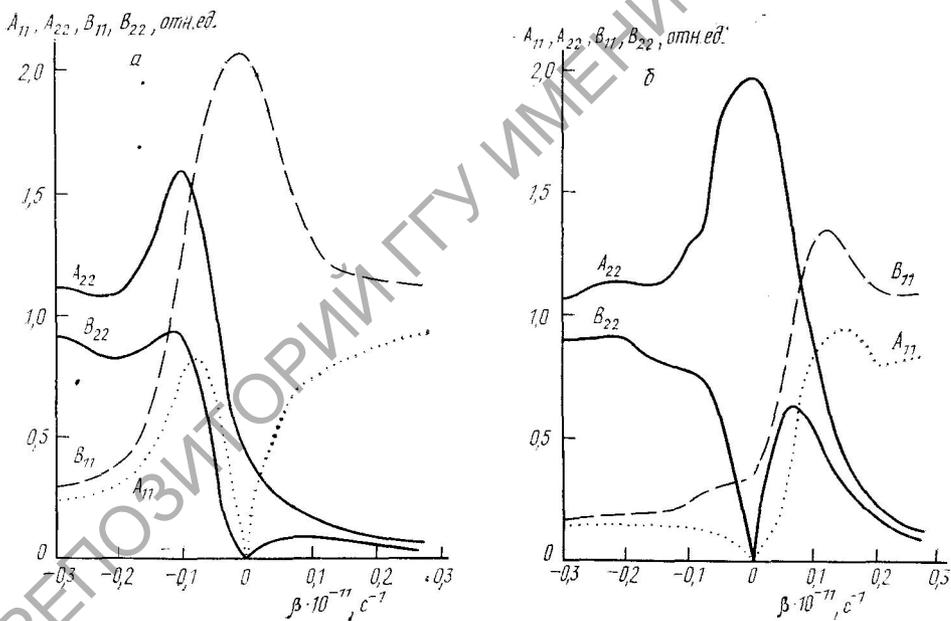


Рис. 2. Зависимость поляризационных характеристик собственных мод от частоты сигнала

$d=5$  см,  $A_{11}, A_{22}, B_{11}, B_{22}$  нормированы на  $E_0$ . а —  $\Delta\epsilon''=0,01$ , б —  $-0,01$

шение поглощения в области селективного отражения. Эти обстоятельства позволяют утверждать, что в условиях параметрического взаимодействия электромагнитных волн проявляется эффект подавления поглощения, аналогичный известному для рентгеновских лучей эффекту Бормана [2], а также рассмотренному в [3] эффекту подавления поглощения света в ХЯКК. На рис. 2 приведены графики зависимости поляризационных характеристик собственных мод от частотной расстройки  $\beta$  для  $\Delta\epsilon''=$

$=10^{-2}$  (рис. 2, а) и  $\Delta\epsilon''=-10^{-2}$  (рис. 2, б), где  $A_{11(22)}$ ,  $B_{11(22)}$  — соответственно модули амплитуд компонент **a** и **b** первой (второй) моды. При  $\Delta\epsilon''>0$  осциллятор поглощения ориентирован преимущественно вдоль вектора **b**. В таком случае, как показано на рис. 2, для частот, больших резонансной ( $\beta>0$ ), преобладает  $b$ -компонента  $B_{11}$  собственных мод электромагнитного поля, и в этой спектральной области не происходит

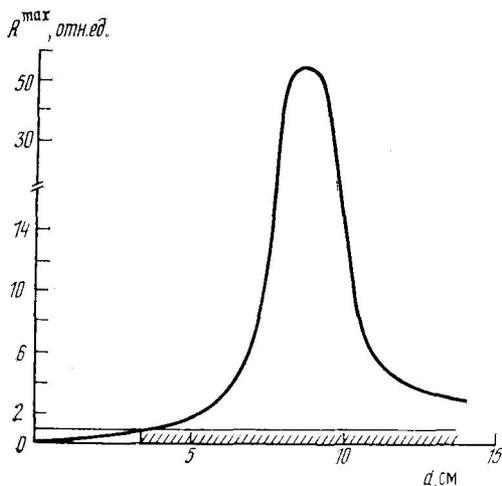


Рис. 3. Зависимость максимума коэффициента отражения от толщины кристалла

Селективное усиление возможно для значений толщины кристалла, находящихся в заштрихованной области

усиления пробного сигнала. В области частот  $\beta<0$  (меньших резонансной) электромагнитное поле в кристалле поляризовано преимущественно вдоль вектора **a**, т. е. перпендикулярно осциллятору поглощения, и имеет место ослабление поглощения. Положение максимума селективного усиления определяется точкой пересечения кривых  $A_{22}$  и  $B_{11}$ , слева от которой начинается преобладание **a**-компоненты электромагнитного поля, возбуждаемого в кристалле пробным сигналом. При дальнейшем удалении частоты от резонанса в область  $\beta<0$  частотная расстройка взаимодействующих волн увеличивается, и эффективность параметрического усиления быстро убывает. В случае  $\Delta\epsilon''<0$  преимущественная ориентация осциллятора поглощения изменяется, и положение максимума селективного усиления соответственно смещается в область  $\beta>0$ . Поскольку в кристалле имеет место конкуренция параметрического усиления и поглощения электромагнитных волн, то существует некоторая оптимальная толщина кристалла, при которой коэффициент отражения принимает максимальное значение. На рис. 3 представлена зависимость максимума коэффициента отражения  $R^{\max}$  от толщины  $d$  при  $\epsilon=1,01+i0,1$ ;  $\bar{\Omega}=10^{13}$  с $^{-1}$ ,  $\Delta\Omega=10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\Delta\epsilon=0,01-i0,01$ .

Полученные решения граничной задачи позволяют рассчитать вращение плоскости поляризации пробного сигнала и рассмотреть влияние поглощения на гиротропные свойства кристалла. Падающая линейно поляризованная волна

$$\mathcal{E}_i = E_0 \exp \left[ i \left( \frac{\omega_0}{c} z - \omega_0 t \right) \right] (\mathbf{n}_+ + \mathbf{n}_-) \quad (13)$$

с частотой  $\omega_0 \approx \Delta\Omega$ , проходя через кристалл, преобразуется в эллиптически поляризованную

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i^+ + \mathcal{E}_i^- = (E_i^+ \mathbf{n}_+ + E_i^- \mathbf{n}_-) \exp \left[ i \left( \frac{\omega_0}{c} z - \omega_0 t \right) \right], \quad (14)$$

причем амплитуда составляющей  $\mathcal{E}_i^-$ , взаимодействующей со сформированной структурой, описывается выражением (11), а компонента  $\mathcal{E}_i^+$ , не взаимодействующая с волнами (1), имеет амплитуду

$$E_i^+ = E_0 \exp \left\{ i \left[ k_2 (\omega_0 + \Delta\Omega) - \frac{\omega_0}{c} \right] d \right\}. \quad (15)$$

Как и без учета поглощения, угол поворота главной оси эллипса поляризации прошедшей волны  $\varphi = 1/2 (\varphi_+ - \varphi_-)$  определяется разностью фаз составляющих  $E_i^+$  и  $E_i^-$ . На рис. 4 приведены зависимости  $\varphi$  от  $\beta$ , полученные в результате численных расчетов для различных значений толщины кристалла. Параметры  $\Delta\Omega$ ,  $\bar{\Omega}$ ,  $\epsilon$ ,  $\Delta\epsilon'$  имеют ту же величину, что и при

расчетах к рис. 1. Рассмотренные явления селективного усиления и вращения плоскости поляризации пробного сигнала в поглощающем естественно гиротропном кристалле свидетельствуют о том, что в условиях формирования в нем одноосной нестационарной анизотропии может иметь место эффект подавления поглощения при параметрическом взаимодействии волн, аналогичный эффекту Бормана. Из приведенного выше рассмотрения следует, что этот эффект имеет поляризационный характер и

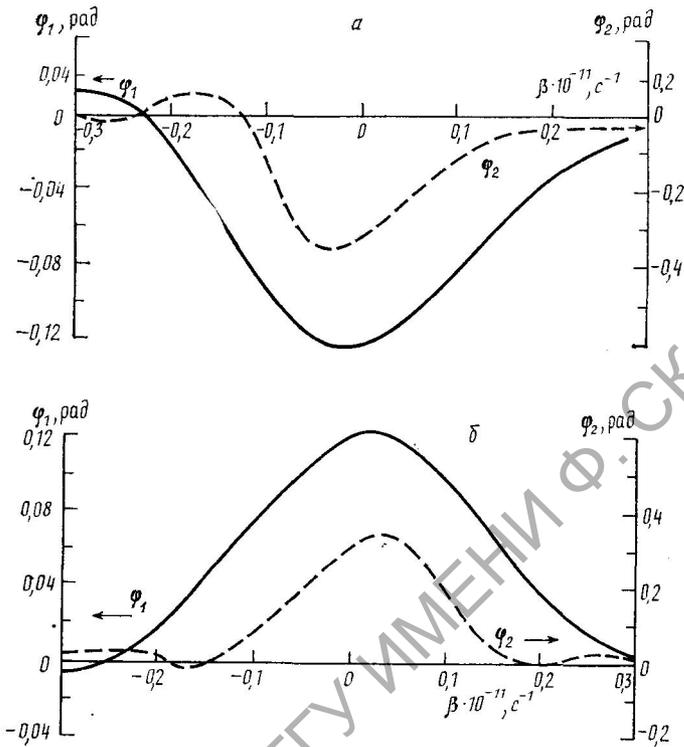


Рис. 4. Частотная зависимость гиротропных свойств кристалла

$\varphi_1$  при  $d=3$  см,  $\varphi_2$  при  $d=5$  см. а —  $\Delta\epsilon''=10^{-2}$ , б —  $10^{-2}$

не является следствием только энергообмена слабой и модулирующих волн, так как максимум коэффициента отражения смещен относительно резонансной частоты ( $\beta=0$ ), при которой параметрическое усиление без учета поглощения кристалла наиболее эффективно. Таким образом, естественно гиротропные кристаллы даже при наличии поглощения могут эффективно использоваться для параметрического усиления электромагнитных волн в СВЧ и дальней ИК областях.

#### Литература

1. Ахраменко И. Н., Семченко И. В., Сердюков А. Н. Оптика анизотропных сред: Междувед. сб. М.: МФТИ, 1987. С. 50.
2. Пинскер Э. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М.: Наука, 1974. 392 с.
3. Беляков В. А., Соппин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, 360 с.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию  
28.VII.1988